THESE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTEUR DE SPECIALITE (3e CYCLE)

EN PHYSIQUE (Physique des états condensés, Electronique)

par

Abdul-Ghaffar KAZKAZ

TITRE

REALISATION DANS LE SILICIUM DE DOPAGES ET DE RECUITS DE COUCHES IMPLANTEES PAR TIR LASER

Soutenue le 3 Octobre 1973, devant la Commission d'examen

JURY

MM. P. DUCROS — Président

P. BARUCH
J.C. PFISTER
F. TESSIER DU CROS
M. VERDONE

} Examinateurs

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTEUR DE SPECIALITE (3e CYCLE)

EN PHYSIQUE (Physique des états condensés, Electronique)

par

Abdul-Ghaffar KAZKAZ

TITRE

REALISATION DANS LE SILICIUM DE DOPAGES ET DE RECUITS DE COUCHES IMPLANTEES PAR TIR LASER

Soutenue le 3 Octobre 1973, devant la Commission d'examen

JURY

MM. P. DUCROS	Président
P. BARUCH	Examinateurs
J.C. PFISTER	
F. TESSIER DU CROS	
M. VERDONE	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534920_0024

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ETI MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS.

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique Expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-rhino-laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée

	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie.
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique
MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Geologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Geographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique Industrielle
	PASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique Industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale

	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE.

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chipie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	pharmacologie
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES.

M.le	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasiotologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie Organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides
MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive

	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD ROGER	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies Infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mle	PIERY Yvette	Biologie animale
MM.	RACHAIL Michel	Médecine Interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean-Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES.

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES.

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Ce travail a été accompli au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, dans le Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique dirigé par Monsieur CORDELLE. Je remercie Monsieur LACOUR de m'avoir accueilli dans la division Microélectronique.

Ma profonde gratitude va à Monsieur le Professeur DUCROS qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je remercie tout particulièrement Monsieur PFISTER qui a dirigé mes travaux pendant toute la durée de l'étude.

J'exprime ma vive et sinçère gratitude à Monsieur TESSIER DU CROS Directeur du laboratoire d'Optique et Physique Moléculaire à l'Ecole Polytechnique de Paris, qui a accepté d'être membre du jury, après avoir facilité l'avancement de mes travaux par sa fructueuse collaboration.

Je remercie Monsieur BARUCH, Professeur à l'Université Paris VI°, qui a également bien voulu faire partie du jury.

J'adresse ma vive et sinçère gratitude à Monsieur VERDONE, Adjoint au Chef du Laboratoire de Microélectronique, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail, et pour ses multiples conseils et encouragements.

Madame PECCOUD et Monsieur GAILLIARD m'ont constamment entouré tout au cours de cette recherche de leur amitié et de leur compétence. Je leur doit énormément : la réussite matérielle de cette thèse, et l'interprétation de nombreux résultats. Je tiens à leur exprimer ma profonde reconnaissance et mon estime.

Que Monsieur MONTIER sache que je lui suis reconnaissant de ses multiples conseils.

Que Monsieur HURIER, Madame LAMOUROUX, Monsieur FRANCO et Mademoiselle VERGNAUD du Laboratoire d'Optique et Physique Moléculaire à l'Ecole Polytechnique de Paris, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour la réalisation des tirs lasers et

la compétence dont ils ont fait preuve dans l'amélioration des conditions de tir. Cette étude n'a pu progresser que par, la collaboration étroite de nos deux laboratoire.

Mes sinçères remerciements vont également à Monsieur LAFEUILLE Chef du groupe Analyse des Structures, à Messieurs DUPUY et ACCOMO pour les études de microscopie électronique, à Mademoiselle DEXTRE et à Monsieur ROLLAND pour la caractérisation par topographie aux rayons X.

Que tous les membres du groupe de Recherches Technologiques, en particulier Mesdames BERGER, CHEVALLIER, Mademoiselle GIQUEL, Madame LIMOUSIN, Messieurs DELBEGUE, PASSERAT et SOLLIER, soient remerciés pour l'aide efficace qu'ils m'ont apportée dans les domaines de la technologie et de la réalisation des dispositifs.

Qu'il me soit permis d'adresser mes très sinçères remerciements à mes camarades du laboratoire de microélectronique qui m'ont tous apporté aide et conseil au cours de cette étude.

Enfin je remercie Mesdames GUENAL, PECOUL, RICHARD, Monsieur NOEL pour la réalisation matérielle de ce mémoire.

J'offre aussi ce travail à PEGGY ma femme pour les encouragements qu'elle m'a prodigués dans les périodes difficiles.

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I.

DESCRIPTION DU LASER, DU SYSTEME EXPERIMENTAL ET DES MOYENS D'OBSERVATION.

1 - DESCRIPTION DU LASER ET DU SYSTEME EXPERIMENTAL 4

2 - MOYENS DE CARACTERISATIONS 5

2.1 - Moyens d'observations 6

2.1.1 - Microscope optique 6

2.1.2 - Talystep 6

2.1.3 - Révélations chimiques des défauts et des jonctions: 7

2.1.4 - Topographie aux rayons X par réflexion. 7

2.1.5 - Microscopie électronique en transmission 7

2.2 - Moyens de test électriques : 8

2.2.1 - Traceur I (V). 8

2.2.2 - Electromètre Keithley model 602. 8

2.2.3 - Pont Général Radio. 8

2.2.4 - Oscilloscope I(t) 8

2.2.5 - ..Microscopie électronique à balayage 9

CHAPITRE II

RAPPELS THEORIQUES.

1 - TRANSFERT DE CHALEUR DANS UN SOLIDE ISOTROPE : 10

1.1 - Cas d'un flux constant Fo en surface 11

1.2 - Cas d'un flux f = Focos ωt ; Fo constant, en surface 12

2 - CHAUFFAGE DU SILICIUM PAR UN TIR LASER PARFAIT. 13

2.1 - Laser parfait 13

2.2 - Application numérique au silicium. 15

3 - DIFFUSION D'IMPURETES OU RECUIT DES COUCHES IMPLANTEES ASSISTES PAR TIR LASER. 17

2.1 - Diffusion d'impuretés 18

3.1.1 - Diffusion thermique classique 19

3.1.1.1. Diffusion avec une concentration constante en surface 19

3.1.1.2. Diffusion à partir d'une source limitée 19

3.1.2 - Diffusion à l'aide d'un tir laser 20

3.2 - Recuit des couches implantées 20

3.2.1. Résistivité d'un semiconducteur 20

3.2.2. Nécessité du recuit des couches implantées 21

3.2.3 - Méthodes de recuit 21

4 - CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES D'UNE DIODE A JONCTION P/N ou N/P : 22

4.1 - Zone de charge d'espace 23

4.2 - Tension de claquage 24

4.3 - Le courant I (V) en fonction de la tension de polarisation 24

4.3.1 - Polarisation inverse 24

4.3.2 - Polarisation directe. 25

4.4 - Variation de la capacité de la jonction en fonction de la tension. 25

4.5 - Durée de vie des porteurs minoritaires 26

5 - CENTRES DE RECOMBINAISON ET GENERATION 26

CHAPITRE III.

RESULTATS EXPERIMENTAUX.

1 - TECHNOLOGIE 28

1.1 - Réalisation des jonctions 28

1.2 - Recuit des couches de silicium implantées au bore 29

2 - INFLUENCE DU TIR LASER SUR LE SILICIUM 29

2.1 - Aspect de silicium après tir laser 30

2.1.1. Aspect A. 30

2.1.2. Aspect C. 30

2.1.3. Aspect B. 33

2.2. Répartition des aspects de surface en fonction de l'énergie du laser: 33

2.2.1. Influence de la taille de la zone irradiée 33

2.2.2. Influence du temps de tir. 35

2.2.3. Influences dûes aux autres facteurs technologiques: 35

2.2.3.1 - Observation des zones irradiées après traitements thermiques 35

2.2.3.2 - Influence de l'oxyde de masquage 37

3 - APPLICATIONS : REALISATION DES JONCTIONS ET RECUIT DE COUCHES DE SILICIUM IMPLANTEES AU BORE : 38

3.1 - Caractéristiques physiques des dispositifs réalisés: 39

3.1.1 - Aspect A. 39

3.1.2.- Aspect B. 40

3.1.3 - Aspect C. 40

3.2 - Caractéristiques électriques ; 41

3.2.1 - Diodes fabriquées par tir laser. 42

3.2.2.- Activation électrique des couches implantées par tir laser 44

3.2.3 - Interprétation 46

3.2.4 - Résistances 48

CHAPITRE IV

CONCLUSIONS

A_J Surface de la diode.

a Gradient d'impuretés.

C Capacité.

c Chaleur spécifique.

D Coefficient de diffusion d'impuretés.

D_n Coefficient de diffusion des électrons dans de silicium type P.

D_p Coefficient de diffusion des trous dans de silicium type N.

Champ électrique.

E Densité d'énergie.

E_g Largeur de la bande interdite du semiconducteur.

f Flux de chaleur.

Energie du photon.

I courant.

$I_{diff.}$ courant de diffusion.

I_F courant direct.

$I_{gen.}$ courant de génération.

I_r courant inverse.

$I_{rec.}$ courant de recombinaison.

K Conductivité thermique, $K = \rho_m . c . k_d$.

k Constante de Boltzman.

k_d diffusivité thermique $k_d = L^2 . T^{-1}$

m Coefficient de qualité d'une diode.

N Concentration d'impuretés.

N_a Concentration d'impuretés acceptrices dans le silicium.

N_b Concentration d'impuretés dans la région à plus faible concentration.

N_d Concentration d'impuretés donnetrices dans le silicium.

N_t Densité cm^{-3} de centres de recombinaison et génération ayant un niveau d'énergie au milieu de la bande interdite.

n densité d'électrons.

ní densité intrinsèque des porteurs.

P densité de trous.

Q Quantité d'impuretés.

Q_c Quantité de charge.

q Charge de l'électron.

.....

R résistance.

$R_{\square}$ résistance carrée

R_{si} Coefficient de réflexion du silicium nu.

$R_{SiO_2/Si}$ Coefficient de réflexion du silicium avec une couche de SiO_2 à la surface.

S Surface.

T Température absolue.

t temps.

U taux de recombinaison.

V Volt.

V_B tension de claquage.

V_{bi} Hauteur de barrière.

W Largeur de la zone de charge d'espace.

x distánce.

α Coefficient d'absorption de lumière.

θ Température $\overset{\circ}{C}$.

ϵ_s Constante diélectrique du silicium.

λ Longueur d'onde.

μ_n Mobilité d'électrons.

μ_p Mobilité de trous.

ρ Résistivité.

ρ_m Masse spécifique.

σ_n Section efficace de capture des électrons par les centres de recombinaison.

σ_p Section efficace de capture des trous par les centres de recombinaison

τ La période de recurrence.

τ_o Durée de vie effective des porteurs.

τ_n Durée de vie des électrons dans de silicium type P.

τ_p Durée de vie des trous dans de silicium type N.

ν_{th} Vitesse d'agitation thermique des porteurs $\nu_{th} \equiv \sqrt{3kT/m}$ $\simeq 10^7 cm.s^{-1}$.

ω Pulsations.

I N T R O D U C T I O N

Dans la technologie des circuits intégrés, les dopages dans les semiconducteurs sont réalisés par des méthodes telles que la diffusion thermique des impuretés, et l'implantation ionique. Ces dopages sont réalisés d'une façon collective sur toute la tranche de semiconducteur.

La diffusion thermique des impuretés se fait dans un four à une température qui avoisine 1000 °C.

Les impuretés introduites par implantation ionique ont une activité électrique faible ; pour les rendre actives, il est nécessaire de faire des recuits thermiques à une température qui peut atteindre 1000 °C.

La température élevée des traitements thermiques précédents, leur durée, supérieure à 15 minutes en général, entraînent des limitations lorsqu'on vise certaines applications, par exemple lorsqu'on désire obtenir une modification locale du dopage ou de l'activité électrique des ions implantés.

Nous avons envisagé dans le présent travail la possibilité d'utiliser un faisceau laser comme moyen de chauffage local, en atmosphère ambiante, des petites surfaces pour réaliser des dopages dans le silicium ou recuire des couches de silicium implantées au bore.

Afin de mieux contrôler cette méthode en fonction des différents paramètres tels que : durée d'émission, densité d'énergie

et longueur d'onde du tir laser, nous avons étudié particulièrement le transfert de chaleur dans le solide.

La localisation de l'échauffement a pu être obtenue grâce à des tirs de courte durée.,5.10^{-4} s. et 2.10^{-3}s.

L'échauffement et le refroidissement rapides, les changements de phase liquide-solide du silicium sont accompagnés par un changement de volume et la formation de défauts dans le volume, ce qui limite l'utilisation du laser à certains domaines de la technologie des circuits intégrés. C'est pourquoi nous avons consacré une partie de notre travail à l'étude de l'intéraction laser-silicium et des défauts ainsi crées.

Pour caractériser les dopages et l'activation électrique des ions implantés, nous avons fabriqué des diodes P/N ou N/P et activé des couches implantées au bore (diodes et résistances) à l'aide du tir-laser. Les caractéristiques physiques et électriques des dispositifs réalisés et leur évolution au cours des traitements thermiques (recuit après tir) sont exposées dans le chapître consacré aux résultats expérimentaux, et comparées aux caractéristiques électriques théoriques rappelées dans le deuxième chapître.

Nous présenterons dans le quatrième chapître les conclusions auxquelles nous sommes parvenus et les limitations à l'utilisation du tir-laser en technologie des circuits intégrés.

Ce travail a été fait en collaboration entre le L.E.T.I. et le laboratoire O.P.M. de l'école polytechnique à PARIS. Le laboratoire O.P.M. ayant une connaissance approfondie des lasers et de leur utilisation a effectué tous les travaux se rapportant à la technologie du laser (montage de l'installation, amélioration des conditions de tir, tirs). Notre travail personnel a porté principalement sur les points suivants :

- Définition d'une technologie appropriée par la mise en évidence des effets du laser sur le silicium.
- Caractérisations physiques et électriques des couches de silicium irradiées.
- Essais d'interprétation des résultats obtenus.

CHAPITRE I.

DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL ET DES MOYENS D'OBSERVATION

Parmi les semiconducteurs, le silicium se caractérise par la largeur de la bande interdite Eg = 1,12 eV à 300°K et par une température de fusion de 1410°C. L'échauffement local de ce matériau peut être réalisé par un laser à rubis dont la longueur d'onde est de 0,6943 µ, les photons d'énergie 1,78 eV excitent des électrons de la bande de valence du silicium dans la bande de conduction provoquant une forte absorption $\alpha = 2200\ cm^{-1}$ à 200°K. [17]

La localisation précise du faisceau (cercle de 10µ de diamètre) est obtenue par un système optique (fig.1).

1 - DESCRIPTION DU LASER ET DU SYSTEME EXPERIMENTAL.

Schématiquement le dispositif expérimental utilisé pour l'irradiation laser du silicium est décrit sur la figure 1 ; une description plus détaillée en est donnée dans la thèse de Mme LAMOUROUX [2]. Le barreau de rubis est excité par deux flashes avec une durée d'émission ajustée à 0,6 ms ou 2,4 ms. L'alimentation des flashes (de 0 à 5000 volts) est contrôlée à quelques volts près ; elle permet une reproductibilité de l'énergie des tirs à 2%. L'image du diaphragme (d) sur la plaque du silicium (Si) est formée à l'aide de deux lentilles L1 et L2 ; L1 envoie l'image du diaphragme à l'infini, et la plaque du silicium est placée dans le plan focal de la deuxième lentille L2.

Le laser utilisé est un laser à rubis du type relaxé ; l'émission est constituée d'un train d'impulsions dont la durée d'émission totale peut être de 0,5 ms ou 2 ms. La durée de chaque impulsion est inférieure à une microseconde et la fréquence de recurrence moyenne de l'ordre de $2\pi.10^6\ s^{-1}$. L'intensité du faisceau est irrégulière dans le temps (fig.2), de plus, elle est spatialement inhomogène compte tenu de la structure multimode de l'émission laser.

Cet éclairement inhomogène entraîne des points plus chauds que d'autres à la surface de la plaque de silicium. Pour détermi-

ner la répartition de l'intensité lumineuse reçue par la tranche de silicium au cours du tir laser, nous avons réalisé l'irradiation d'une plaque photo (plaque Kodak 649 F), cependant pour éviter une détérioration de cette plaque photo par le laser, nous avons atténué son rayonnement en interposant dans le montage des filtres réduisant l'intensité du faisceau.

Les mesures densitométriques ont permis de tracer les profils d'éclairement sur trois lignes prises sur la surface éclairée. La courbe densitométrique (fig.3) montre que la densité d'énergie reçue par la surface du silicium durant l'irradiation est inhomogène, Mais cette courbe ne peut pas nous fournir de renseignements sur la répartition d'énergie à la surface en fonction du temps . Cette répartition est cependant un paramètre important de la qualité du laser.

La densité d'énergie de chaque tir est mesurée à l'aide d'une photodiode (fig.1). Une lame (L 10%) de verre réfléchissante est placée derrière le diaphragme et fait un angle de 45° avec le faisceau incident. Le faisceau réfléchi excite la photodiode calibrée ; à l'aide d'un intégrateur et d'un voltemètre on peut mesurer la densité d'énergie reçue par la photodiode ; on en déduit la densité d'énergie reçue à la surface du silicium avec une précision de 2%.

La surface de silicium a subi un polissage mécano-chimique. Pour la longueur d'onde du laser à rubis (λ = 0,69 μ) le silicium présente un coefficient de réflexion R_{Si} = 0,33, et pour le silicium avec une couche de SiO2 à la surface on a $0,06 < R_{SiO_2/Si} < 0,33$. $R_{SiO_2/Si}$, dépend beaucoup de l'épaisseur de la couche d'oxyde [3] (l'oxyde de silicium est transparent pour λ = 0,69 μ). La présence de SiO_2 favorise donc fortement l'absorption d'énergie par le silicium

2 - MOYENS DE CARACTERISATION.

Pour mettre en évidence les effets du tir laser sur le silicium, qui se traduisent par des défauts de structure; nous disposons de plusieurs moyens d'observation. Nous avons utilisé,

en particulier : microscope optique avec et sans contraste interférentiel, talystep, topographie par rayons X par réflexion, révélations chimiques, microscopie électronique par transmission.

Pour étudier les caractéristiques électriques des dispositifs réalisés à l'aide du tir laser, nous avons utilisé des appareils de test électrique classiques tels que : traceur I(V), électromètre Keithley modèle 602, Pont Général Radio pour les mesures de capacité en inverse, oscilloscope I(t) pour les mesures du temps de recouvrement des diodes ; enfin, la microscopie électronique à balayage nous a permis d'observer la zone de charge d'espace en courant induit.

Nous n'exposerons ici que les principes des méthodes de mesures utilisées. Nous signalerons dans le texte quelques références qui traitent plus à fond des mécanismes mis en jeu dans ces mesures.

2.1 - Moyens d'observation :

2.1.1 - Microscope optique.

Avec ou sans contraste interférentiel, nous l'avons utilisé pour : repérer les tirs, observer les déformations macroscopiques (irrégularités, failles) causées par le tir laser à la surface de la plaque et les défauts après révélation chimique. Les profondeurs des jonctions révélées sur biseaux ont été mesurées sous microscope.

2.1.2 - Talystep :

Cet appareil a été utilisé pour la mesure des déformations (irrégularités, cassures et flambages) à la surface de la plaque. Les mouvements verticaux d'une aiguille très sensible qui se déplace sur la surface à étudier selon une droite, sont fortement amplifiés. On peut ainsi enregistrer des dénivellations de hauteur comprises entre 100 Å et 10 µ.

2.1.3 - Révélations chimiques des défauts et des jonctions :

La révélation des défauts peut être obtenue par une solution chimique convenable de type Sirtl [4] (50g CrO_3 - 100g H_2O - 100g de HF à 50%). Il en résulte à l'emplacement du défaut une figure d'attaque observable au microscope (fig.32). La vitesse d'attaque est de l'ordre de 4 $\mu.min^{-1}$.

La révélation des jonctions sur un biseau a été faite par marquage chimique au réactif de Sirtl modifié (adjonction d'eau et d'acide fluorhydrique). Le silicium de type P prend une coloration plus foncée que le silicium de type N, mettant ainsi, en évidence, la jonction P/N (fig.35). La vitesse d'attaque du silicium est faible et le temps nécessaire pour la révélation de la jonction est inférieur à 30 s.

2.1.4 - Topographie aux rayons X par réflexion : [5]

Cette méthode permet de détecter les défauts dans une couche de 5 microns de profondeur. Pour les plaques de silicium <111>, et les plans de réflexion (440) avec la radiation Cu $K\alpha_1$ la résolution est environ de 5 microns.

Les plans (440) sont en position de Bragg par rapport au faisceau incident. L'image d'une dislocation se traduit par une augmentation de l'intensité difractée. Pour les parties très déformées du cristal, les conditions de diffraction ne sont plus respectées, et on observe une diminution de l'intensité diffractée (cas du flambage).

Cette méthode non destructive permet d'étudier l'évolution des défauts au cours des traitements effectués sur un même échantillon.

2.1.5 - Microscopie électronique en transmission ;

Les plaques de silicium sont amincies par la face arrière, par attaque chimique non sélective jusqu'à une épaisseur de 10 microns. Les examens sont faits sur le bord où l'épaisseur est inférieure à 1 micron. Cette méthode permet de caractériser la qualité cristalline du silicium. La méthode expérimentale est lar-

.....

gement décrite dans [6].

La haute résolution obtenue : 20 Å, nous permet de connaître la nature des défauts et d'en évaluer leur densité, lorsqu'elle est suffisamment élevée.

2.2 Moyens de test électriques :

2.2.1 - Traceur I (V) :

Il nous permet d'obtenir le tracé des caractéristiques (courant - tension) des diodes en direct et en inverse, et de mesurer la tension de claquage des diodes entre 0 et 1000 volts à différents niveaux du courant allant de 10^{-6} A à 1 A.

2.2.2 - Electromètre Keithley modèle 602 :

Nous l'avons utilisé pour mesurer des courants faibles de diodes après montage dans des boitiers T05. A l'aide de cet appareil on peut mesurer des courants compris entre 10^{-14} A et 0,3 A.

Nous avons réalisé un petit montage permettant d'effectuer le test à l'abri des influences extérieures (capacités parasites, lumière).

2.2.3 - Pont Général Radio :

La capacité des diodes en inverse est mesurée à l'aide d'un Pont Général Radio ; La mesure est assez précise pour les capacités supérieures à 20 PF, La capacité parasite étant de l'ordre de 2 PF.

Nous l'avons utilisé pour mesurer la capacité des diodes dont la surface est supérieure à $2,5.10^{-3}$ cm^2, ce qui correspond à une capacité supérieure à 50 pF pour une tension en inverse d'un volt et une résistivité du substrat de 2 Ω cm.

2.2.4 - Oscilloscope I (t):

Cet appareil est utilisé pour mesurer les temps de recouvrement des diodes. On injecte une impulsion de courant posi-

.....

tif sur la diode qui est polarisée en inverse. Durant cette impulsion un courant I_F circule dans la diode en direct ; à la fin du pulse un courant en inverse I_R commence à circuler provenant de l'évacuation sous l'effet de la tension appliquée, de la charge stockée dans la zone de charge d'espace de la diode. L'étude de ce courant I_R en fonction du temps permet de déterminer la durée de vie des porteurs minoritaires. Une étude détaillée est donnée p.127 [7]

La résolution de notre appareil est de l'ordre de 1 ns.

2.2.5 - Microscope électronique à balayage.

- Mode "électrons secondaires"
  Il est utilisé pour examiner les irrégularités à la surface avec une bonne résolution, de l'ordre de 200 Å.

- Mode "courant induit"

  Il permet de visualiser et d'étudier les zones de charge d'espace des diodes. Les électrons bombardent la surface de la diode et créent des paires électrons trous ; les porteurs sont fortement séparés dans la zone de charge d'espace sous l'effet du champ électrique qui y règne. On récupère alors un courant appelé courant induit. Les défauts dans la zone de charge d'espace et les irrégularités de la jonction peuvent être décelés en étudiant la forme de la variation de ce courant lorsque le faisceau d'électrons balaie progressivement la surface de la diode de part et d'autre de la jonction. Une étude détaillée est donnée dans la thèse de BRESSE [8]

Les caractérisations par topographie aux rayons X, microscopie électronique en transmission, microscopie électronique à balayage ont été faites par des spécialistes du C.E.N.G. L.E.T.I.

CHAPITRE II.

Lorsqu'on irradie du silicium par un faisceau laser, les photons incidents communiquent leur énergie aux atomes du cristal. Quand ces photons ont une énergie supérieure à la largeur de la bande interdite du silicium, ils provoquent une excitation des électrons de la bande de valence dans la bande de conduction. Les photons sont absorbés par le silicium en $\exp-\alpha x$, le coefficient d'absorption α est d'autant plus grand que l'énergie des photons est plus grande.

L'absorption des photons par le silicium se traduit par une augmentation de la température. Ce phénomène est accompagné par un transfert de l'énergie sous forme de chaleur par conduction thermique.

L'échauffement par tir laser peut être appliqué pour diffuser des impuretés dans le silicium ou recuire des couches de silicium implantées.

Il est nécessaire d'étudier le transfert de chaleur dans le silicium pendant le tir laser afin de connaître la distribution de la température qui est un paramètre important pour la diffusion d'impuretés ou le recuit des couches implantées.

Dans ce chapitre, nous exposons des rappels théoriques sur le transfert de chaleur dans un solide et l'appliquons à l'échauffement du silicium par tir laser, à la diffusion d'impuretés, et au recuit des couches implantées. Nous établissons les caractéristiques électriques d'une diode à jonction, et montrons l'influence des défauts de structure sur la résistivité du silicium.

1 - TRANSFERT DE CHALEUR DANS UN SOLIDE ISOTROPE.

- Cas général :

Le mécanisme de transfert de chaleur dans un solide isotrope a été particulièrement étudié par J.JAEGER [9] .La température θ en un point du solide à un instant t est donnée par la solution de l'équation différentielle : .....

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = k_d \Delta \Theta \qquad (1)$$

D'autre part, le flux de chaleur f, ou énergie par unité de surface et par unité de temps est donné par la relation :

$$f = - K \text{ grad } \Theta \qquad (2)$$

- Cas particulier : problème à une dimension.

Pour un solide semi infini dont les surfaces isothermes sont planes et parallèles à x = 0, le flux de chaleur est parallèle à l'axe x, dans ce cas l'équation (2) devient :

$$f = -K \frac{\partial \Theta}{\partial x} \qquad (3)$$

et l'équation (1) s'écrit :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = k_d \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \qquad (4)$$

en tenant compte de (3), l'équation (4) est équivalente à l'équation :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = k_d \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \qquad (5)$$

Quand on a une production de chaleur A(x,t) par unité de temps et unité de volume, l'équation différentielle qui décrit le transfert de chaleur dans le solide est :

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} - \frac{1}{k_d} \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{A(x,t)}{K} = 0 \qquad (6)$$

Nous donnons ci-dessous la résolution de l'équation de transfert de chaleur dans quelques cas particuliers.

1.1 - Cas d'un flux constant F_o en surface.

Quand on considère les conditions initiales et aux limites suivantes :

pour t = 0 et x > 0 : $f(x,0) = 0$ et $\Theta(x,0) = 0$

En x = 0 et t > 0 : $f(0,t) = Fo$

En $x = +\infty$ et t > 0 : $f(+\infty,t) = 0$

On peut résoudre l'équation (5) qui donne :

.....

$$f = F_o \operatorname{erfc} \frac{x}{2(k_d t)^{\frac{1}{2}}} \qquad (7)$$

où $$\operatorname{erf} y = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp - \alpha^2 \, d\alpha \qquad (8)$$

D'après l'équation (4) on peut exprimer la température : [9] p.75.

$$\theta = \frac{2F_o}{K} \left(\frac{kdt}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (9)$$

et la température de surface θ_s à x = 0 est donnée par :

$$\theta_S = \frac{2F_o}{K} \left(\frac{k_d t}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (10)$$

On voit que θ est proportionnelle à Fo et à la racine carrée du temps.

1.2 - Cas d'un flux en surface $f_s = Fo \cos \omega t$;

Condition initiale t = 0 et x > 0 : f(x,0) = 0

et $\theta(x,0) = 0$

Conditions aux limites En x = 0 et t > 0 : $f(0,t) = Fo \cos \omega t$

En x = 0 et t > 0 : $f(\infty, t) = 0$

Si on néglige les phénomènes transitoires la solution de (5) est donnée par :

$$f = F_o \exp - x\left(\frac{\omega}{2k_d}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos\left(\omega t - x \sqrt{\omega/2k_d}\right) \qquad (11)$$

d'où on peut déduire la température θ ;

$$\theta = \frac{F_o}{K\sqrt{\omega/2k_d}} \exp - x\left(\frac{\omega}{2k_d}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos\left(\omega t - x \sqrt{\omega/2k_d} - \frac{\pi}{4}\right) \qquad (12)$$

On voit que la température oscille autour de zéro avec une amplitude $\frac{F_o}{K\sqrt{\omega/k_d}} \exp - x\left(\frac{\omega}{2k_d}\right)^{\frac{1}{2}}$ qui décroit d'autant plus rapidement avec la distance x que ω est grand.

La température à la surface x = 0 est donnée par :

$$\theta_s = \frac{F_o}{K\sqrt{\omega/k_d}} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \qquad (13)$$

θ_s oscille autour de zéro avec une amplitude $\frac{Fo}{K\sqrt{\omega/k_d}}$ qui est d'autant plus petite que ω est grand.

2 - CHAUFFAGE DU SILICIUM PAR UN TIR LASER PARFAIT.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le laser que nous avons utilisé présente plusieurs imperfections :

- La répartition de l'énergie à la surface éclairée n'est pas uniforme,
- L'énergie de l'impulsion est une fonction aléatoire du temps.

Cependant on peut considérer qu'il y a une assez bonne reproductibilité de la densité d'énergie totale reçue par un point donné de la surface éclairée par deux tirs identiques et d'énergie assez élevée, celà est mis en évidence par les mesures densitométriques effectuées sur une plaque photo après tir laser.

Il est donc en toute rigueur impossible de trouver une formule mathématique qui représente l'énergie reçue à la surface du silicium durant le tir laser. Cependant cette formulation est indispensable pour étudier le transfert de la chaleur produite par le laser dans le silicium. Dans le cadre de notre étude, nous allons considérer un laser parfait, puis comparer cette hypothèse avec les résultats expérimentaux.

2.1 - Laser parfait.

Nous appelons laser relaxé parfait, un laser qui a les propriétés suivantes :

- Chaque tir laser est constitué d'un train d'impulsions périodiques et identiques du point de vue énergie et durée ; dans ce cas, le flux d'énergie reçue par le silicium, par unité de surface et unité du temps peut être représenté par $F(t)$ ou :

$$F(t) = F(t+\tau) \qquad (14)$$

On suppose que $\tau = 10^{-6}$ s.

- L'énergie de chaque impulsion est répartie uniformément sur la surface éclairée :

Nous supposons que l'impulsion à la forme d'un créneau d'une

durée égale à la moitié de la période de récurrence.

Dans un premier temps, nous admettrons que les photons sont absorbés à la surface du silicium. Dans ce cas, le flux d'énergie à la surface x = 0 sera représenté par les deux premiers termes du développement en série de Fourier de la fonction créneau.

$$F(t) = Fo + \frac{4Fo}{\pi} \cos \omega t \qquad (15)$$

Où Fo est le flux moyen à la surface, et $\omega = \frac{2\pi}{\tau} = 2\pi.10^6 \ s^{-1}$

Avec les conditions initiales et les conditions aux limites suivantes :

pour $t = 0$ et $x > 0$: $f(x,0) = 0$

En $x = 0$ et $t > 0$: $f(0,t) = Fo + \frac{4Fo}{\pi} \cos \omega t$

En $x = \infty$ et $t > 0$: $f(\infty,t) = 0$

En tenant compte de (9) et (13), la température dans le silicium en chaque point, en fonction du temps est :

$$\theta = \frac{2Fo}{K} \left(\frac{k_d t}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{\exp -\frac{x2}{4k_d t} - x\pi^{\frac{1}{2}} \left(k_d t\right)^{-\frac{1}{2}} \operatorname{erfc} \frac{x}{2} \left(k_d t\right)^{-\frac{1}{2}}\right\}$$
$$+ \frac{4Fo}{\pi K} \left(\frac{kd}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}} \exp - x \left(\frac{\omega}{2kd}\right)^{\frac{1}{2}} \cos\left\{\omega t - x\left(\frac{\omega}{2kd}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\pi}{4}\right\} \qquad (16)$$

Le premier terme correspond à un flux constant en surface égal au flux moyen, le deuxième est un terme d'oscillation d'une amplitude qui décroit rapidement avec la distance.

La température θ_s à la surface s'exprime par :

$$\theta_s = \frac{2Fo}{K} \left(\frac{k_d t}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{4Fo}{\pi K} \left(\frac{kd}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \qquad (17)$$

L'amplitude du deuxième terme (qui est indépendante du temps) est de l'ordre de 28°, dans notre cas pour $Fo = 4.10^4 W.cm^{-2}$. Cette amplitude est de l'ordre de 7% du premier terme, pour $t = 4.10^{-5}$s. et de 2% pour $t = 5.10^{-4}$s.

La durée d'émission du laser est ajustée à 5.10^{-4}s. ou 2.10^{-3}s. Dans ce cas nous pouvons négliger le deuxième terme de (16) et (17), et à partir de maintenant nous allons considérer un laser continu avec un flux d'énergie égal au flux moyen Fo.

.....

Jusqu'à présent, nous avons considéré que l'énergie du laser est absorbée à la surface x = 0. En réalité, compte tenu de l'absorption, la production de chaleur dans le silicium est en $\alpha Fo \cdot \exp - \alpha x$ par unité de volume et unité du temps. Dans ce cas l'équation différentielle qui décrit le transfert de chaleur dans le silicium est :

$$\frac{\delta^2\theta}{\delta x2} - \frac{1}{k_d} \cdot \frac{\delta\theta}{\delta t} + \frac{\alpha Fo \exp - \alpha x}{K} = o \qquad (18)$$

La condition initiale et les conditions aux limites sont :

pour $t = 0 \quad x > 0 \quad : \quad (x,0) = 0$

En $x = 0 \quad t > 0 \quad : \quad \frac{\delta\theta}{\delta x}\Big|_{x=0} = 0$

En $x = \infty \quad t > 0 \quad : \quad (\infty,t) = 0$

La résolution de (18) est donnée par /9/ p.80.

$$\theta(x,t) = \frac{2Fo}{K}\left(\frac{kdt}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{\exp\frac{x^2}{4kdt} - \pi\frac{1}{2}, \frac{x}{2}(kd\cdot t)^{-\frac{1}{2}} \operatorname{erfc}\frac{x}{2}(kdt)^{-\frac{1}{2}}\right\} \frac{Fo}{\alpha K}\exp - \alpha x \qquad (19)$$

$$+ \frac{Fo}{2\alpha K}\exp(-\alpha x + \alpha^2 k_d t)\operatorname{erfc}(\alpha\sqrt{k_d t} - x/2\sqrt{k_d t}) + \frac{Fo}{2\alpha K}\exp(\alpha x + \alpha^2 k_d t)\operatorname{erfc}(\alpha\sqrt{k_d t} + x/2\sqrt{kdt}).$$

La température en surface θ_s est obtenue en faisant x = 0 dans (19)

$$\theta_s = \frac{2Fo}{K}\left(\frac{k_d t}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{Fo}{\alpha K} + \frac{Fo}{\alpha K}\exp \alpha^2 k_d t \operatorname{erfc} \alpha (k_d t)^{\frac{1}{2}} \qquad (20)$$

2.2 - Application numérique au silicium :

Dans tout ce qui précède, nous avons considéré que la conductivité thermique K, la diffusivité thermique k_d et le coefficient d'absorption α du silicium étaient constants, or, ceux-ci varient avec la température comme le montre pour K et k_d la figure 4 /10/. En première approximation nous avons utilisé des valeurs moyennes telles que :

$K = 0,27\ W.cm^{-1}.S^{-1}.$, $k_d = 0,1\ cm^2.s^{-1}.$, $\alpha = 2200\ cm^{-1}.$

A l'aide d'un ordinateur; nous avons tracé les abaques représentatives de l'équation (19). Une première série de courbes (fig.5) donne : la répartition de la température dans le silicium jusqu'à 200 μ de profondeur en fonction du temps pour $4.10^{-9}s. \leq t \leq 2.10^{-3}s.$ Le flux d'énergie Fo a été pris égal à $2,7.10^4 W.cm^{-2}$. On constate que pour $t \geq 10^{-4}s.$ la température est répartie selon l'équation (9), le transfert de chaleur se fait dans le silicium comme si

....

l'énergie du laser était absorbée à la surface x = 0.

Pour les temps très petits $t < 5.10^{-8}$ s. qui peuvent correspondre à l'échauffement par une partie de l'impulsion (laser déclenché), la température dans le silicium est répartie selon $\frac{k_d t}{K} \alpha Fo \exp -\alpha x$ qui provient seulement de l'absorption des photons, la contribution de la conduction thermique au transfert de l'énergie étant négligeable.

Pour les temps intermédiaires, et dans le cas d'un laser continu, la température se répartit selon les deux mécanismes d'absorption desphotons et de conduction thermique.

Pour $\alpha = 100\ cm^{-1}$ (cas du laser au Neodyme) (fig.6), on voit que la température est répartie selon $\frac{k_d t}{K} \alpha . Fo \exp -\alpha x$ pour $t < 10^{-6}$ s. et selon l'équation (9) pour t 2.10^{-3} s.

Comme le montre l'équation (19), l'influence de α sur la répartition de la température est négligeable quand $\frac{x}{2 \alpha k_d}$ est très petit devant t. Tout se passe comme si l'énergie du laser est absorbée en surface. La répartition de la température est en $\frac{k_d t}{K} \alpha Fo \exp -\alpha x$ quand t est négligeable par rapport à $\frac{x}{2\alpha k_d}$ (cas de faible absorption).

Nous avons aussi tracé l'abaque qui montre l'évolution de la température au cours du temps, à la surface et pour différentes profondeurs dans le silicium (fig.7) ; nous avons pris $\alpha = 2200\ cm^{-1}$ et $Fo = 2,7.10^4\ W.cm^{-2}$. On remarque que la température à la surface est proportionnelle à t pour $t \leq 5.10^{-8}$ s. et à $t^{1/2}$ pour $t \geq 10^{-}$ s. Avec de telles conditions, la température de fusion (1410°) est atteinte dans une couche de 5 μ d'épaisseur quand $t = 1,7.10^{-3}$ s.

Dans ces conditions, le terme d'oscillation (équation (17) que nous avons négligé) a une amplitude de l'ordre de 20°.

Enfin nous donnons (fig.8) la répartition de la température

....

dans le silicium après des tirs laser d'une densité d'énergie 70 $J.cm^{-2}$ avec différentes durées d'émission (10^{-8}s.4.,10^{-5}s.,5.10^{-4}s et 2.10^{-3}s . On peut en déduire la température atteinte par le silicium à la fin de tir laser en fonction de la durée de celui-ci.

A partir de ces résultats, nous avons calculé la densité d'énergie $E'2$ nécessaire pour amorcer une fusion à la surface du silicium après un temps de tir $t = 2.10^{-3}$s ; et $E'0,5$ après un temps de tir $t = 0,5.10^{-3}$s. ; nous avons trouvé

$E'2 = 49$ J. cm^{-2}

$E'0,5 = 25$J. cm^{-2}

et en tenant compte de la réflexion à la surface :

- Pour le silicium nu :

$E2 = 73$ J. cm^{-2}

$E0,5 = 37,5$J. cm^{-2}

- Pour le silicium avec une couche d'oxyde :

52 $E2_{(SiO2)}$ 73 J. cm^{-2}.

27 $E0,5_{(SiO2)}$ 37,5J. cm^{-2}.

Dans notre calcul, nous avons négligé la chaleur latente de fusion qui est de l'ordre de 0,1 $J.cm^{-2}$ par micron d'épaisseur, valeur faible par rapport à l'énergie nécessaire pour amorcer la fusion.

Les équations que nous avons résolues ne permettent pas de prévoir l'évolution des températures dès que la fusion du silicium a commencé.

3.- DIFFUSION D'IMPURETES OU RECUIT DES COUCHES IMPLANTEES ASSISTES PAR TIR LASER.

Après avoir étudié l'échauffement du silicium par le laser, nous voulons utiliser celui-ci pour diffuser des impuretés (réalisation de jonctions P/N ou N/P) et recuire des couches de silicium implantées au bore (activation électrique des ions implantés).

Par les méthodes classiques, la diffusion d'impuretés et le recuit des couches implantées se font dans des fours à température constante, les autres paramètres tels que le temps, la concentration d'impuretés en surface, et l'atmosphère, sont contrôlés avec une grande précision.

Avec le tir laser, ces paramètres sont très difficiles à contrôler ; ajoutons à celà le temps d'émission très court et le changement de phase qui est à l'origine de nombreux défauts, et déformation dans le silicium.

Cependant par opposition aux méthodes classiques qui sont collectives, le tir laser permet la diffusion d'impuretés ou le recuit des couches implantées d'une manière individuelle dans la mesure où les défauts créés par ce tir ne sont pas incompatibles avec le fonctionnement des dispositifs réalisés.

Afin de comparer la diffusion d'impuretés et le recuit des couches implantées assistés par tir laser respectivement à la diffusion et au recuit classiques, nous allons présenter quelques rappels sur la diffusion d'impuretés et le recuit des couches implantées.

3.1 - Diffusion d'impuretés :

En considérant un milieu cristallin (silicium) et un certain type d'impuretés (bore), la diffusion solide d'impuretés dans le cristal se manifeste par l'évolution globale d'un profil de dopage, résultat macroscopique de phénomène d'échanges microscopiques.

Dans le cas d'une diffusion à partir d'une surface plane, l'équation différentielle qui décrit la diffusion est de la forme :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \qquad (21)$$

D augmente vite avec la température. Nous le supposons indépendant de la concentration d'impuretés.

Considérons deux cas pratiques :

3.1.1. Diffusion thermique classique :

- La diffusion se fait dans un four d'une façon collective.
- La température est constante, toujours inférieure à la température de fusion, et le coefficient de diffusion du bore ou du phosphore dans le silicium est inférieur à 10^{-10} $cm^2.s^{-1}$.

3.1.1.1 - Diffusion avec une concentration constante en surface

La plaque de silicium est en contact avec l'impureté en phase gaseuse, la concentration d'impuretés en surface est maintenue pendant tout le processus à une valeur constante N_S. Dans ce cas la solution de l'équation (21) est donnée par :

$$N(x,t) = N_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \qquad (22)$$

3.1.1.2 - Diffusion à partir d'une source limitée.

C'est le cas lorsqu'au départ les impuretés se trouvent dans une couche à la surface en quantité limitée Q par cm^2. Si la couche est très mince d'une épaisseur très faible par rapport à $\sqrt{Dt}$ la concentration d'impuretés dans le volume est donnée par :

$$N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp -\frac{x}{4Dt} \qquad (23)$$

La concentration à la surface Ns est donnée par :

$$Ns = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \qquad (24)$$

Par les deux méthodes précédentes, pour faire une jonction de 1 μ de profondeur, à 1100° dans un substrat de 2 $\Omega \cdot cm$ de résistivité, le temps nécessaire est de l'ordre de 30 minutes.

3.1.2.- Diffusion à l'aide d'un tir laser.

L'intérêt du laser réside dans la possibilité d'effectuer une diffusion locale.

Comme il sera décrit au chapitre III,1, dans la technique de fabrication des diodes à jonction dans le silicium par tir laser, les impuretés se trouvent initialement dans un film de verre de 1500 Å d'épaisseur et leur concentration est de l'ordre de 10^{20} cm^{-3}.

- Diffusion dans le silicium solide. La température atteinte par le silicium est inférieure à 1410° C les coefficients de diffusion du bore et du phosphore sont inférieurs à 10^{-10} $cm^2 s^{-1}$. La quantité d'impuretés qui peut pénétrer dans le silicium pendant le tir laser ($t < 2.10^{-3}$ s.) est très petite et la profondeur de jonction doit être de l'ordre de quelques dizaines d'Angström.

- Diffusion dans le silicium liquide. Cas de la fusion : La température atteinte par le silicium dans une couche superficielle d'une épaisseur variant avec l'énergie du tir est supérieure à 1410 °C . Le coefficient de diffusion du bore ou celui du phosphore est alors supérieur à 10^{-5} $cm^2.s^{-1}$. A la fusion la quantité d'impuretés qui se trouve à la surface, diffuse dans le silicium liquide ; en supposant que cette quantité se trouve dans une couche très mince à la surface du silicium, et que le coefficient de diffusion D est constant, on est alors dans le cas exposé en 3.1.2 avec $Q = 1,5.10^{15}$ cm^{-2}. $D = 10^{-5}$ $cm^2.s^{-1}$ et t, temps pendant lequel le silicium a été fondu et qui dépend de l'énergie du tir laser.

3.2 - Recuit des couches implantées:

3.2.1 - Résistivité d'un semiconducteur ;

La résistivité ρ d'un semiconducteur est donnée par la relation :

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \qquad (25)$$

Dans le silicium de type P, on a P>>n et (25) peut s'écrire :

$$\rho = \frac{1}{qp\mu_p} \qquad (26)$$

Quand les accepteurs sont totalement actifs électriquement on a :

$$P = Na \qquad (27)$$

ainsi (26) devient :

$$\rho = \frac{1}{qN_a\mu_p} \qquad (28)$$

Dans ce cas, la mesure de la résistivité et de la mobilité permet de connaître l'activité électrique des impuretés introduites dans le silicium.

3.2.2 - Nécessité du recuit des couches implantées :

Au cours d'une implantation d'ions dans un semiconducteur, les impuretés introduites dans celui-ci ont une activité électrique faible (position interstitielle des impuretés dans le réseau, défauts créés lors de l'implantation à forte énergie). Pour les rendre électriquement actives, il est nécessaire de faire des recuits qui augmentent l'activité électrique (passage des atomes en position substitutionnelle, recuit des défauts). GIBBONS [11] et [12] présente une étude théorique et expérimentale complète sur l'implantation ionique, la création des défauts, et le recuit de ceux-ci.

3.2.3 - Méthodes de recuit :

- Recuit classique ;

La température de recuit nécessaire pour activer la totalité des atomes introduits est de l'ordre de 900 °C dans le cas de l'implantation de bore dans le silicium [12] ; le temps de recuit est d'environ 15 minutes et peut donner lieu à une diffusion importante donc à un changement considérable du profil d'implantation entraînant la modification de toutes les caractéristiques électriques du circuit.

Afin d'abaisser la température de recuit des couches implantées on peut introduire des défauts dans la zone d'implantation par bombardement avec des particules non dopantes (électrons, ions lourds,

rayon , neutrons). Par cette méthode on peut abaisser la température de recuit jusqu'à 550° [13] et [14].

Le traitement thermique et le bombardement par des particules sont réalisés d'une manière globale sur toute la tranche. Le caractère collectif et la température élevée du recuit entrainent des limitations en particulier lorsqu'on vise certaines applications pour lesquelles on souhaiterait obtenir un recuit local des impuretés sans intéresser les autres parties du circuit (Ex : ajustage d'une résistance implantée, obtention simultanée par implantation, de jonctions ou de transistors MOS à tension de seuil ajustée avec des résistances de haute valeur à coefficient de température faible).

- Recuit par tir laser :

Le laser nous a paru être un moyen intéressant pour effectuer des recuits locaux sur des couches de silicium implantées au bore sans modifier les caractéristiques physiques et électriques des parties voisines. Les conditions requises du tir, ainsi que la technologie seront exposées dans le chapitre des résultats expérimentaux

4 - CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES D'UNE DIODE A JONCTION P/N ou N/P :

Dans ce paragraphe nous allons rappeler les principales caractéristiques électriques théoriques d'une diode à jonction afin de les comparer avec les caractéristiques électriques de nos diodes réalisées ou traitées par le laser.

Au cours de notre étude nous nous intéresserons plus particulièrement aux paramètres suivants : zone de charge d'espace, tension de claquage par effet d'avalanche, courant en direct et en inverse, capacité en fonction de la tension appliquée et durée de vie des porteurs minoritaires. Nous allons rappeler brièvement comment ces grandeurs varient en fonction des caractéristiques physiques de la jonction, telles que : la concentration d'impuretés et les défauts.

Il existe différents types de jonctions, les plus connues et les plus étudiées sont ; la jonction abrupte et la jonction graduelle ; la première se caractérise par une variation brusque de la concentration d'impuretés de type N et de type P à la jonction, tandis que la seconde présente un gradient linéaire d'impuretés comme nous l'avons représenté sur la figure 9. Nous rappelons ici les principales caractéristiques électriques de ces deux jonctions.

4.1 - Zone de charge d'espace :

A l'équilibre il existe une barrière d'énergie pour les porteurs qui s'étend de part et d'autre de la jonction sur une zone appelée "zone de charge d'espace". La largeur de celle-ci W est donnée par la relation :

$$W = \left\{ \frac{2\varepsilon_s}{q} \frac{Na+Nd}{Na.Nd} V_{bi} \right\}^{1/2} \qquad (29)$$

dans le cas d'une jonction abrupte.

et

$$W = \left\{ \frac{12\varepsilon_s V_{bi}}{q^2 a} \right\}^{1/3} \qquad (30)$$

dans le cas d'une jonction graduelle.

Dans le cas d'une diode P^+/N ou N^+/P (concentrations d'impuretés différentes de part et d'autre de la jonction), la zone de charge d'espace ne s'étale pratiquement que dans la zone la plus faiblement dopée, et sa largeur est donnée par :

$$W = \left\{ \frac{2\varepsilon_s}{q} \cdot \frac{V_{bi}}{N_b} \right\}^{1/2} \qquad (31)$$

La hauteur de la barrière varie en fonction de la valeur et du sens de la tension appliquée V. La largeur de la zone de charge d'espace est alors donnée par :

$$W = \left\{ \frac{2\varepsilon_s}{q} \cdot \frac{V_{bi}-V}{N_b} \right\}^{\frac{1}{2}} \qquad (32)$$

dans le cas d'une diode P^+/N ou N^+/P abrupte, et par :

$$W = \left\{ \frac{12\varepsilon_s}{q^a} (V_{bi} - V) \right\}^{\frac{1}{3}} \qquad (33)$$

dans le cas d'une jonction graduelle.
où V est positif pour une polarisation directe et négatif pour une polarisation inverse.

4.2 - Tension de claquage :

Dans la zone de charge d'espace règne un champ électrique qui croit lorsque la tension inverse augmente, ce champ passe à la jonction par un maximum $\mathcal{E}_m$ qui a pour valeur :

$$\mathcal{E}_m = \frac{2\,V}{W} \qquad (34)$$

dans le cas d'une jonction abrupte, et

$$\mathcal{E}_m = \frac{3}{2} \cdot \frac{V}{W} \qquad (35)$$

dans le cas d'une jonction graduelle.

Quand le maximum atteint une valeur élevée, qui dépend de la concentration d'impuretés, un courant très important prend naissance par un mécanisme d'ionisation dans la zone de charge d'espace (avalanche par multiplication) semblable à celui de la décharge dans les gaz. Ce phénomène détermine une limite supérieure de la tension inverse que l'on appelle tension de claquage V_B.

Les deux courbes (fig.10 - a et fig.10 - b) représentent la variation de la tension de claquage en fonction de N_B dans le cas d'une diode P^+/N ou N^+/P et en fonction du gradient a d'impuretés dans le cas d'une jonction graduelle. [15] . Dans la pratique la tension de claquage est inférieure à celle qui est donnée par les courbes précédentes ; Cette limitation est dûe aux processus de fabrication (courbure des jonctions [22], charges dans l'oxyde, défauts).

4.3 - Le courant I (V) en fonction de la tension de polarisation

4.3.1 - Polarisation inverse :

Le courant qui circule dans une diode est composé principalement du courant de génération des porteurs par l'intermédiaire des centres de recombinaison et génération ayant des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Dans le cas d'une diode P^+/N ce courant est donné par :

$$Igen = I_r = \frac{1}{2}\, q\, \frac{n_i}{\tau_o}\, W.\, A_J. \qquad (36)$$

On voit que le courant en inverse et proportionnel à la lar-

.....

geur de la zone de charge d'espace et inversement proportionnel à la durée de vie des porteurs minoritaires. En exprimant W en fonction de la polarisation inverse I_r peut s'écrire :

$$I_r = \frac{1}{q} \cdot \frac{ni}{\tau_o} \left\{ \frac{2\varepsilon_s}{qN_d}(V_{bi}-V) \right\}^{\frac{1}{2}} A_j \sim V^{\frac{1}{2}} \qquad (37)$$

dans le cas d'une jonction abrupte. et

$$I_r = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_o} \left\{ \frac{12\varepsilon_s}{qa}(V_{bi} -V) \right\}^{\frac{1}{3}} . A_j \sim V^{\frac{1}{3}} \qquad (38)$$

dans le cas d'une jonction graduelle.

4.3.2 - Polarisation directe :

Le courant se compose d'un courant de diffusion I_{diff}. et d'un courant de recombinaison I_{rec}. Ils sont donnés par les relations :

$$I_{diff} = qn_i^2 \left\{ \frac{1}{N_d}\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{1}{N_a}\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \right\} (\exp \frac{qV}{kT} -1) A_j \qquad (39)$$

$$I_{rec} = \frac{qn_i}{2\tau_o} W \exp \frac{qV}{2kT} A_j \qquad (40)$$

Pour $V > 3kT$ le courant en direct a pour valeur approchée :

$$I_F = I_s \exp \frac{qV}{mkT} \qquad (41)$$

où m = 2 quand le courant de recombinaison est prépondérant (durée de vie courte) et m = 1 quand le courant de diffusion est prépondérant.

4.4 - Variation de la capacité en fonction de la tension :

La capacité d'une jonction par unité de surface est définie comme :

$$C = \frac{dQc}{dV} \qquad (42)$$

dQc est une augmentation de la charge par unité de surface produite par une augmentation dV de la tension appliquée. Pour une jonction abrupte elle s'exprime par :

$$C = \left(\frac{q\varepsilon_s N_b}{2}\right) \frac{1}{2} . (V_{bi} \mp V)^{\frac{1}{2}} \qquad (43)$$

Pour une jonction graduelle elle est de la forme :

$$C = \left\{ \frac{q_a \varepsilon_s^2}{12(V_a+V)} \right\} \frac{1}{3} \sim V^{-\frac{1}{3}} \qquad (44)$$

.....

4.5 - Durée de vie des porteurs minoritaires :

Quand on polarise une diode en direct, le nombre de porteurs (électrons et trous) augmente dans la zone de charge d'espace (état hors d'équilibre) ; pour revenir à l'état d'équilibre il se produit soit une recombinaison indirecte bande à bande, soit une recombinaison par l'intermédiaire des centres de recombinaison et génération se trouvant dans la bande interdite ; pratiquement le deuxième processus est plus important que le premier.

Le taux de recombinaison U par unité de volume et unité de temps dans la zone de charge d'espace (où la densité d'électrons est égale à la densité des trous), est donné par :

$$U = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau o} W C \frac{qV}{2Kt} \qquad (45)$$

Si on considère seulement les centres de recombinaison et génération qui ont leur niveau au milieu de la bande interdite, τ_o est donné par :

$$\tau_o = \frac{\sigma n + \sigma p}{2\sigma n \sigma p \nu_{+h} . Nt} = \frac{1}{2\sigma p \nu_{+h} . Nt} + \frac{1}{2\sigma n \nu_{+h} - Nt} = \frac{\tau_p}{2} + \frac{\tau n}{2} \qquad (46)$$

σn et σp sont de l'ordre de 10^{-15} cm^2.

La durée de vie effective τ_o est un paramètre de première importance dans les caractéristiques électriques des dispositifs à semiconducteurs. Elle détermine l'ordre de grandeur des courants dans les diodes à jonction (relations (36) et (40)), ainsi que les temps de commutation des diodes et transistors.

τ_o est inversement proportionnel à la densité de centres de recombinaison et génération Nt, qui dépend elle-même de la méthode de fabrication de circuit.

5 - CENTRES DE RECOMBINAISON ET GENERATION.

La présence des centres de recombinaison et génération dans la bande interdite du silicium diminue la durée de vie effective des porteurs ; mais lorsque ces centres sont présents en très grande densité, ils peuvent augmenter la résistivité du silicium par l'effet de capture des porteurs majoritaires. Les centres accepteurs

.....

capturent des électrons de la bande de conduction dans le cas de silicium de type N, et les centres donneurs capturent des trous de la bande de valence dans le cas de silicium de type P. Leur effet sur la résistivité est observable quand leur densité est comparable à celle des porteurs majoritaires.

L'origine de ces centres peut être ;

- Des impuretés métalliques ; c'est le cas de l'or ou du cuivre dans le silicium ; les deux effets, diminution de la durée de vie ou augmentation de la résistivité, ont été étudiés par W.M.BULLIS [16].

Des défauts ponctuels ou des amas de défauts ; ils sont très divers et complexes suivant la manière dont on les crée (bombardement avec des particules, électrons [17], ions [12], traitements thermiques, recuit des contraintes élastiques [18], diffusion d'impuretés [4]. Ces défauts ont été largement étudiés ; ils se comportent comme des centres de recombinaison et génération agissant sur la durée de vie des porteurs et la résistivité de la même manière que les impuretés métalliques [19].

Au niveau du laboratoire un effort de synthèse dans ce domaine a été fait tant au niveau bibliographie [20] qu'expérimental [4]. Tous les paramètres électriques sont plus ou moins affectés par la présence de défauts, le plus sensible semble cependant être la durée de vie des porteurs.

CHAPITRE III

1 - TECHNOLOGIE.

La préparation des plaquettes de silicium avant l'irradiation par le laser est classique, elle fait appel à la plupart des procédés en technologie plane (nettoyage chimique des substrats, croissance d'oxyde, photogravure, métalisation d'aluminium) seules les opérations de diffusion des impuretés, dans le cas de réalisation des jonctions, ou le recuit des couches implantées, sont effectuées par tir laser, localement et non plus dans un four où la tranche est traitée collectivement.

Plusieurs types de recuits thermiques en four ont été effectués sur les plaques après tir laser afin d'étudier l'influence du recuit sur les caractéristiques physiques et électriques des dispositifs réalisés.

1.1 - Réalisation des jonctions.

Les opérations successives de fabrication des jonctions P/N sont présentées sur la figure 11. Le substrat de départ est du silicium de type N de résistivité 2 Ω cm et d'orientation ⟨111⟩. Après ouverture des fenêtres dans un oxyde thermique de 6000 Å ou 10000 Å, un film de silice de 1500 Å d'épaisseur dopé au bore (= 10^{20} cm^{-3}) est déposé sur la tranche par centrifugation, la quantité d'impuretés qui se trouve à la surface est de l'ordre de $1,5.10^{15}$ cm^{-2}. Le solvant (alcool) du film est évaporé à 160 °C pendant 15 minutes.

Les tirs lasers qui sont effectués dans les fenêtres sont légèrement débordants pour obtenir un dopage uniforme. La densité d'énergie est comprise entre 10 et 150 $J.cm^{-2}$.

Nous avons utilisé la même technique pour fabriquer des jonctions N/P, avec un substrat de silicium de type P. Dans ce cas le film déposé (phosphorosilicafilm) contient du phosphore avec une concentration de l'ordre de 10^{20} cm^{-3}.

1.2 - Recuit des couches de silicium implantées au bore :

Les opérations successives sont présentées (fig.12). Le substrat est du silicium de type N, de résistivité 2 Ω cm, et d'orientation ⟨111⟩. Après ouverture de fenêtres dans l'oxyde, les substrats subissent une implantation d'ions bore.

Comme dans le cas de réalisation des jonctions, les tirs lasers sont légèrement débordants par rapport à la fenêtre (surface intéressée par l'échauffement).

La définition (fenêtres) des dispositifs réalisés ou traités est faite à l'aide des masques spéciaux se trouvant au laboratoire Microélectronique du L.E.T.I. (recherche technologique). Parmi ces masques, le masque E.M.D. permet de réaliser des diodes de forme carrée et de surface variable, $10^{-4}cm^2$, $4.10^{-4}cm^2$, $2,5.10^{-3}cm^2$, $10^{-2}cm^2$. et des résistances en forme de bande avec des prises de contact pour la mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes.

2 - INFLUENCE DU TIR LASER SUR LE SILICIUM :

Après avoir irradié une surface de silicium on note une modification de l'état de surface. On observe par exemple au microscope optique la présence d'irrégularités à la surface du silicium qui a été fendu. Celles-ci sont dûes aux tensions superficielles qui apparaissent lors de la fusion (fig.13).

Nous avons introduit une classification des défauts existants dans les zones irradiées suivant leur aspect au microscope optique.

Selon la classification adoptée nous verrons que les aspects sont liés étroitement à la température atteinte par le silicium. Ainsi lorsque deux zones irradiées présentent le même aspect, les températures atteintes sur les deux surfaces sont les mêmes.

Afin de préciser les défauts rencontrés dans chaque aspect des analyses plus précises ont été faites.

2.1 - Aspects du silicium après tir laser :

Nous avons distingué trois types principaux d'aspect du silicium après le tir laser :

- Aspect A : Aucune modification apparente.
- Aspect B : Quelques irrégularités isolées à la surface.
- Aspect C : Nombreuses irrégularités à la surface du silicium; présence de failles.

Nous analysons ces différents aspects et en proposons une interprétation :

2.1.1. - Aspect A:

Aucune modification de la surface du silicium n'est mise en évidence. Les moyens d'observation mis en jeu tels que talystep, topographie par rayons X, microscopie électronique par transmission ne permettent de déceler ni des déformations, ni la présence de défauts microscopiques dans le silicium irradié.

2.1.2 - Aspect C:

De nombreuses irrégularités sont présentes sur la surface du silicium correspondant aux points de fusion du silicium (fig.13). La fusion peut être totale sur toute la surface (très fortes énergies) ou localisée au centre de la zone irradiée (énergies moins fortes). Cette inhomogénéïté peut être dûe à :

- Une mauvaise répartition de la densité d'énergie du tir laser
- Une fuite latérale importante de la chaleur sur les bords du tir.

Dans les deux cas on n'atteint la fusion qu'au centre de la zone irradiée et non sur les bords.

Le silicium solide et l'oxyde de masquage qui entourent le silicium fondu constituent pour ce dernier un petit creuset entrainant lors de la solidification (du fait de l'augmentation de volume de 10%) une mise en compression du silicium, ce qui provoque un flambage de la couche recristallisée. Le flambage est d'autant plus fort

.....

que l'épaisseur de la couche fondue est grande, c'est à dire que la densité d'énergie est grande au cours du tir.

La couche de silicium recristallisée est sous contrainte par rapport au cristal, elle est sensible aux chocs mécaniques (par exemple elle se casse facilement lorsqu'on applique la pointe de l'appareil de tests électriques). La fragilité augmente lorsqu'on fait croître la densité d'énergie. Pour les tirs très forts la surface peut être cassée immédiatement après le tir sans qu'elle recoive de choc supplémentaire.

L'orientation <111> prise par les fissures apparaissant à la surface irradiée (fig.14) montre que la couche qui a été fondue a redonné, par solidification, un monocristal qui a la même orientation cristalline que le substrat. Ce résultat a été confirmé par des analyses en microscopie électronique.

Selon certains auteurs [21] les fissures pourraient être dûes aux ondes de choc produites par le laser. Si l'on admet cette hypothèse :

- Les fissures doivent être produites pendant le tir laser et non après (nous avons pu en produire après le tir en appliquant une pointe par exemple).
- Elles doivent se propager dans toute la plaque de silicium, et non seulement sur la surface irradiée, (Alors que les fissures observées ont une profondeur de pénétration limitée).

N'ayant jamais observé de fissures répondant à ces conditions nous ne pouvons pas interpréter leur formation comme ayant pour origine l'action d'une onde de choc associée au tir.

Selon nos observations les fissures sont produites après le tir laser sur les surfaces irradiées là où il y a des contraintes.

Dans un souci de clarté nous avons divisé l'aspect C en deux sous groupes C_1 et C_2.

- Aspect C_1 : Surfaces non cassées.

Les irrégularités détectées à la surface par le talystep (fig 15) sont de l'ordre de 0,2 micron. Sur la même figure on observe un flambage de 0,2 micron d'amplitude. Pour des tirs très forts l'amplitude de flambage peut dépasser 0,5 micron.

La topographie par rayons X nous montre la présence de fortes contraintes (fig.17). L'absence de réflexion (zone blanche) indique que les plans cristallins ne sont pas en position de Bragg. ceci peut se correler avec le flambage important que nous avons observé On remarque également sur le contour de la zone de contraintes des îlots de grande densité de défauts correspondant aux îlots de fusion.

Après révélation chimique, on observe toujours les irrégularités à la surface (fig.32) mais on ne peut pas mettre en évidence la présence de dislocations. Les défauts ponctuels ne sont pas détectables par la révélation chimique.

- Aspect C_2 : Surfaces cassées ou présentant des failles.

Par le talystep on détecte une irrégularité globale identique aux surfaces non cassées et lorsqu'il y a une faille on enregistre une différence de niveau entre les deux côtés de la faille qui peut dépasser 1 micron (fig.16). On remarque l'absence de flambage.

La topographie par rayon X montre (fig.18) des lignes de forte perturbation d'orientation $\langle 111 \rangle$ correspondant aux failles. Ici on remarque l'absence de la zone blanche, ce qui signifie que les contraintes de flambage sont relaxées.

Des coupes passant par les failles, suivies d'une révélation chimique ont permis de visualiser celles-ci, leur profondeur atteint 35 microns (fig.19) sur cette figure on voit aussi que les failles sont accompagnées de dislocations qui sont situées à une profondeur comprise entre 21 et 32 microns. Pour les tirs de très fortes énergies la profondeur des failles peut atteindre 50 microns.

.....

2.1.3 - Aspect B :

Entre les deux aspects A et C, on peut définir un aspect intermédiaire (fig.20) pour lequel on observe quelques irrégularités isolées en surface au centre de la zone irradiée. En ces points la fusion du silicium s'est produite. La présence de ces quelques ilots dispersés confirme l'inhomogénéité de la répartition de l'énergie du tir laser.

Les enregistrements au talystep (fig.21) montrent que les irrégularités de surface correspondant aux ilots de fusion peuvent atteindre quelques centaines d'Angström.

Les analyses par topographie aux rayons X (fig.22) indiquent une grande densité de défauts superficiels là où le silicium a été fondu.

Pour déterminer la profondeur de la pénétration des défauts, des attaques chimiques non sélectives ont été faites à partir de la surface du silicium, suivies d'une topographie par rayons X après chaque attaque ; les défauts s'étendent jusqu'à 9 microns de la surface.

2.2 - Répartition des aspects de surface en fonction de l'énergie du laser:

Aux trois types d'aspect A,B,C, définis précédemment on peut faire correspondre en première approximation trois gammes d'énergie α, β, γ qui sont respectivement faible, moyenne et forte.

Cependant ces trois gammes d'énergie α, β, γ sont difficiles à préciser car elles dépendent de plusieurs facteurs (taille des surfaces irradiées, durée du tir laser, système d'alimentation des flashes).

2.2.1 - Influence de la taille de la zone irradiée :

- Petites surfaces ($S \leqslant 2.10^{-2} cm^2$) :

A densité d'énergie constante la déformation est d'autant plus grande que la surface est grande. A partir des courbes expéri-

mentales (fig.23-a et 23-b), on constate que pour un tir laser dont la densité d'énergie est 55 J.cm^{-2}, les surfaces inférieures à 1,2 10^{-3} cm^2 présentent l'aspect A, tandis que les surfaces comprises entre 1,2.10^{-3}cm^2 et 8,5.10^{-3} cm^2 présentent l'aspect B, et les surfaces supérieures à 8,5.10^{-3}cm^2 présentent l'aspect C. Inversement pour une surface donnée on peut déterminer les trois gammes d'énergie α, β, γ correspondant respectivement aux trois aspects A,B,C.

Par exemple pour S = 4,2.10^{-3}cm^2:

Gamme α de 0 à 40 J. cm^{-2}
Gamme β de 40 à 70 J. cm^{-2}
gamme γ supérieure à 70 J.cm^{-2}.

- Grandes surfaces ($S \geq 2.10^{-2}$cm^2).

Lorsque la surface devient grande, l'aspect ne dépend plus de la surface, mais uniquement de la densité d'énergie.

Ces résultats peuvent s'interpréter en considérant la diffusion latérale de la chaleur. Quand la surface irradiée était petite, la perte de chaleur latérale était importante par rapport à la quantité de chaleur absorbée par le silicium. Tandis que pour une surface grande $S \geq 2.10^{-2}$cm^2, la perte d'énergie par diffusion latérale est négligeable. Dans ce cas seulement on peut déterminer exactement les gammes d'énergie correspondant aux aspects A,B,C, précédemment décrits :

Gamme α de 0 à 25 J.cm^{-2}
Gamme β de 25 à 48 J.cm^{-2}
Gamme γ supérieure à 48 J.cm^{-2}.

Remarque :

Pour les tirs de courte durée $t < 10^{-7}$s., le transfert de l'énergie se fait par absorption de photons, la conduction thermique est négligeable et il n'y a pas d'influence de la surface des motifs sur la répartition des aspects en fonction des gammes d'énergie.

2.2.2 - Influence du temps de tir :

Nous avons vu au chapitre précédent que pour $t \gtrsim 10^{-4}$s. la température atteinte par le silicium est donnée par l'équation (10). Pour x = o on a :

$$\theta = \frac{2Fo}{K}\sqrt{\frac{k_d.t}{\pi}} = \frac{2E}{K}\sqrt{\frac{k_d}{\pi t}} \qquad (10) \text{ bis}$$

Cette équation indique que pour atteindre une température donnée en surface, la densité d'énergie nécessaire E est proportionnelle à la racine carrée du temps.

La comparaison des courbes d'aspect (fig.23-a et fig.23-b) montre par exemple que l'on peut obtenir deux aspects identiques sur deux surfaces égales pour deux tirs dont l'un a une durée $t = 5.10^{-4}$s) et l'autre une durée $t = 2.10^{-3}$s. avec des densités d'énergie respectivement du simple au double. Ce qui, si l'on admet que les aspects semblables correspondent à des températures identiques vérifie. bien la relation précédente.

2.2.3 - Influences dûes aux autres facteurs technologiques :

Après avoir étudié l'effet sur le silicium du tir laser, nous allons examiner les modifications qui peuvent intervenir à la suite de traitements thermiques ultérieurs, et par suite de la présence de l'oxyde de masquage.

2.2.3.1 - Observation des zones irradiées après traitements thermiques :

Nous avons étudié l'évolution des caractéristiques physiques du silicium irradié au cours de traitements thermiques. Ceux-ci ont été effectués dans des fours à des températures comprises entre 500 et 1000 °C sous balayage d'azote.

Chaque pastille est analysée après un traitement thermique par les moyens de caractérisation dont on dispose.

Nous avons observé les résultats suivants :

Aspect A et B :

Aucun changement d'aspect n'est observé après les traitements thermiques, quelle que soit la température, ce qui indique l'absence de contraintes.

Aspect C :

Nous avons vu précédemment que les zones irradiées qui présentent cet aspect étaient très fragiles. Après un recuit de 15 minutes à 500 °C, la couche superficielle devient plus résistante aux chocs mécaniques, et l'observation des contraintes par topographie aux rayons X, montre que celles-ci ont diminué. Pour certaines surfaces irradiées la zone blanche est remplacée par une zone noire indiquant une grande densité de défauts. Sur la figure 24 on voit l'image topographique de silicium d'aspect C_1 après un recuit de 15 minutes à 600 °C, la figure 16 représente la topographie du même échantillon avant recuit.

Sur la figure 25 nous présentons la topographie d'une plaque de silicium sur laquelle on a effectué des tirs lasers à différentes énergies, Après tir laser (fig.25-a), sur les surfaces d'aspect C_1 on observe une zone blanche (contraintes) et sur les surfaces d'aspect C_2 on observe des lignes de fortes perturbations (failles) ; après un recuit de 15 minutes à 600 °C (fig.25-b), les zones blanches sont partiellement remplacées par des zones de défauts (zones noires). Sur d'autres zones on observe une diminution des contraintes mais la plage d'observation demeure toujours en dehors de la position de Bragg. Pour les surfaces d'aspect C_2 on remarque qu'après recuit l'aspect ne change pas.

Afin de mesurer la pénétration des défauts dans le silicium d'aspect C_1, nous avons fait des attaques chimiques non sélectives à partir de la surface; chaque attaque étant suivie d'une topographie par rayons X ; nous avons trouvé que la profondeur de pénétration des défauts peut dépasser 30 microns pour les tirs forts. La figure 26 présente la topographie du silicium après que l'on ait enlevé 9 microns ; on remarque que les défauts ont tendance à s'aligner ; dans notre cas, plaques de silicium orientées

$\langle 111 \rangle$, les directions préférentielles pour les défauts sont les traces des plans $\{ 111 \}$.

2.2.3.2 - Influence de l'oxyde de masquage :

Les tirs lasers de fortes énergies (gamme γ) conduisent à un aspect C au centre du tir et à l'aspect A à la limite du tir, en passant par l'aspect B. Afin d'avoir un échauffement homogène du silicium dans la zone active il est donc nécessaire d'avoir un diamétre de tir laser supérieur à la surface de silicium intéressée. Pour éviter une pénétration des impuretés en dehors de la zone active nous avons utilisé un masque de silice.

L'oxyde de silicium largement utilisé dans la technologie plane des dispositifs au silicium présente des propriétés intéressantes :

- Masquage vis à vis des impuretés dopantes tels que, le bore, le phosphore, etc.. à haute température.
- Possibilité de réaliser des opérations successives de photogravure (repère de positionnement des différents niveaux de masquage).

L'expérience a montré que la silice thermique répond en partie à nos besoins, comme le montre la figure 27 : les impuretés n'ont pas pénétré dans le silicium protégé par l'oxyde pendant le tir, cependant ce type de masque présente plusieurs inconvénients :

- Déformation de l'oxyde sous forme d'ondulations; celles-ci apparaissent sur la figure 28 où on a effecuté des tirs laser de même énergie sur deux couches de silice de 500 Å et 1000 Å déposées sur silicium ; on constate que l'amplitude de l'ondulation est d'autant plus importante que l'épaisseur de la silice est grande, et que la densité d'énergie est plus élevée (maximum de déformation au centre du tir, là où l'énergie est la plus forte). Ces ondulations ont probablement pour origine une forte dilatation de l'oxyde pendant la fusion du silicium sousjacent.

  Nous avons pu mettre en évidence l'amplitude de déformation de l'oxyde par un tracé au talystep (fig.29).

De plus, il y a génération de contraintes dans le silicium sous l'oxyde. Celles-ci ont été mises en évidence par la topographie aux rayons X (fig.30). Ces contraintes ont beaucoup diminué après un recuit de 15 minutes à 600 °C (fig.31). Ces contraintes sont à l'origine de nombreuses dislocations ; après une révélation chimique (fig.32) On observe une forte densité de dislocations dans le silicium sous l'oxyde tandis que sur le silicium qui était à nu pendant le tir laser ne présente pas ce type de défauts. La révélation chimique des coupes passant par les zones irradiées montre que les dislocations dans le silicium sous l'oxyde s'étendent jusqu'à 10 microns de profondeur (fig.19).

- Enfin après le tir on observe la formation de précipités d'oxyde sous l'interface silice-silicium, ceux-ci ont été mis en évidence par microscopie électronique en transmission (fig.33). Ces précipités se produisent probablement lors d'une fusion du silicium sous l'oxyde.

Comme conclusion nous constatons que l'effet permanent du laser dans le silicium est lié à la fusion, cet effet permanent s'illustre par des irrégularités à la surface et des contraintes dans le silicium. Les contraintes se relachent en donnant des failles après un choc mécanique, ou en générant des défauts après les recuits thermiques.

L'oxyde qui sert comme masque et comme moyen de repérage est à l'origine de dislocations et de précipités d'oxyde qui ne peuvent pas être tolérées sauf pour la réalisation de prises de contact suffisamment éloignées du circuit intégré.

3 APPLICATIONS : REALISATIONS DE JONCTIONS ET RECUIT DE COUCHES DE SILICIUM IMPLANTEES AU BORE :

Après avoir déterminé l'effet du laser sur le silicium en fonction de l'énergie (aspect A,B etC) et ayant montré qu'il était possible de provoquer localement un échauffement de celui-ci, nous avons appliqué cet effet à :

- La réalisation de diodes à jonction P/N et N/P en faisant pénétrer du bore ou du phosphore dans des substrats de silicium de type N ou P respectivement.
- L'activation électrique des couches de silicium implantées au bore (résistances et diodes).

3.1 - Caractéristiques physiques des dispositifs réalisés :

Nous nous sommes attachés essentiellement à la détermination du profil des impuretés et à l'évaluation des profondeurs de jonctions obtenues en fonction des aspects de surface après tir laser. Nous avons utilisé comme moyens de caractérisation :

- Le marquage chimique des jonctions par le réactif de Sirtl modifié sur une coupe en biseau réalisée avec un cylindre tournant.
- La sonde ionique pour les relevés de profil : l'analyse est faite au centre du tir, là où l'effet du laser est le plus homogène.

3.1.1 - Aspect A :

Réalisation de jonctions :

Par révélation chimique aucune jonction n'a pu être décelée.

En sonde ionique, une concentration élevée de bore a été mise en évidence (fig.34) en surface. Il s'agit probablement d'une couche très riche en silice et en dopant à la surface du silicium.

Couches implantées au bore :

Comme dans le cas des jonctions précédentes on ne détecte aucune avancée de la jonction implantée.

Ces résultats sont en accord avec le calcul théorique du chapitre précédent qui prévoit une profondeur de jonction de quelques dizaines d'Ángtröm.

3.1.2 - Aspect B :

Nous avons vu précédemment que celui-ci est très inhomogène, nous trouvons à la fois des zones A et des microzones C. En conséquence nous n'avons pas fait d'examens particuliers pour ces conditions.

3.1.3 - Aspect C :

Réalisation de jonctions :

La révélation chimique met en évidence une forme hachée de la jonction (fig.36) et (fig.37), ces irrégularités sont dûes à une mauvaise répartition de l'énergie du tir laser sur la surface irradiée. On en déduit que le silicium n'a pas été fondu simultanément partout pendant le tir. Dans certains cas on a pu correler les irrégularités de fond de jonction à celles enregistrées en surface (fig.35).

Nous avons noté une variation graduelle de la profondeur de jonction entre le centre et le bord du tir, traduisant un maximum de température au centre ; en conséquance il n'a pas été possible d'établir une corrélation exacte entre la profondeur de jonction et l'énergie du tir, néanmoins on trouve une tendance à l'augmentation de la profondeur de jonction lorsque l'énergie du tir croît.

Les tracés de distribution de bore réalisés sur plusieurs jonctions à la sonde ionique (fig.38) montrent le manque de reproductibilité des profils obtenus pour des conditions de tir voisines. Sur ces courbes on constate que :

(1) La quantité d'impuretés ayant pénétré dans le silicium est de l'ordre de 0,1 fois la quantité déposée à la surface, le reste s'est évaporé au cours de tir.

(2) Si l'on prend $D = 10^{-5} cm^2.s^{-1}$ comme coefficient de diffusion du bore dans le silicium liquide, on trouve que la durée de fusion a été voisine de 10^{-4}s. (cas de la courbe 3). Les erreurs provenant de l'inhomogénéïté de la jonction et des irrégularités de surface nous empèchent de faire une comparaison signifi-

cative avec le calcul théorique du chapitre précédent. Toutefois les valeurs obtenues pour les profondeurs des jonctions sont bien du même ordre de grandeur que ce que prévoit le calcul dans l'hypothèse d'une diffusion à l'état liquide.

Couches implantées :

Après une implantation de bore d'une énergie 70 kev et une dose $5.10^{15} cm^{-2}$, la profondeur de la jonction était de 0,3 micron. Après le tir laser, nous avons mis en évidence par la révélation chimique des jonctions une avancée de jonction de 0,2 micron (fig.39). On a constaté également des irrégularités au fond de la jonction. En général l'aspect de la jonction du point de vue homogénéïté est semblable à l'aspect de la jonction réalisée par tir laser, et l'ordre de grandeur de l'avancée de la jonction se corrèle à un coefficient de diffusion de $10^{-5} cm^2.t^{-1}$.

3.2 - Caractéristiques électriques :

Sur les diodes dopées ou activées par laser nous avons mesuré la tension de claquage en inverse par avalanche. Nous nous sommes aussi intéressés à l'allure du courant en fonction de la tension appliquée en direct et en inverse. Pour celà nous avons tracé les courbes I (V) point par point des diodes montées dans des boîtiers, la gamme de courant est comprise entre 10^{-10} et 10^{-4} ampère.

Afin de déterminer le type de jonction, abrupte ou graduelle, nous avons mesuré la variation de la capacité en fonction de la polarisation inverse.

Enfin la mesure de la durée de vie des porteurs minoritaires renseigne sur la densité des centres de recombinaison et de génération dans la zone de charge d'espace.

Les limites de la jonction et de la zone de charge d'espace par rapport à la fenêtre ont été déterminées à l'aide de microscope électronique à balayage.

Pour certaines structures implantées et recuites par un tir laser nous avons mesuré la résistivité de la couche superficielle et

établi son caractère ohmique.

Nous avons étudié l'évolution des caractéristiques électriques de nos dispositifs au cours de recuits et fait une comparaison entre les éléments irradiés et les éléments non irradiés.

3.2.1 - Diodes fabriquées par tir laser :

Les méthodes de caractérisation physique ont mis en évidence que les tirs laser conduisant aux aspects A et B ne permettent pas l'obtention de jonctions décelables. Ceci a été confirmé par les tests électriques ; pour obtenir une jonction il faut que l'aspect C (donc la zone fondue) recouvre totalement la surface de la diode.

Pour les diodes d'aspect C, la caractéristique I(V) est celle d'une diode P/N dans le cas de diffusion de bore dans un substrat de type N, et d'une diode N/P dans le cas de diffusion de phosphore dans un substrat de type P. Les caractéristiques électriques I(V) sont très dispersées entre le court circuit franc dans les deux sens et l'effet redresseur en inverse avec un claquage abrupt en passant par les "softs" et "pipes". Sur la figure 40 on présente les courbes I(V) d'une diode P/N faite par tir laser de la gamme γ.

Si l'on est dans des bonnes conditions (tirs laser du bas de la gamme γ), la reproductibilité de la caractéristique I(V) est assez bonne.

Les courbes I(V) des diodes montées (fig.41) et (fig.42) ont été tracées point par point à l'aide de l'électromètre Keithley.

En direct (fig.41) on détermine un facteur m compris entre 1,45 et 1,7 ce qu'on trouve normalement pour une diode P/N.

En inverse (fig.42) le courant est élevé (à 10 , $J_r \geq 5.10^{-13}$ $A.\mu^{-2}$) par rapport au courant d'une diode P/N normale, ce qui montre qu'il y a une forte génération de porteurs par les centres de recombinaison et génération.

La variation de la capacité en fonction de la polarisation inverse est présentée dans la figure (43). La surface de la diode est

...

$2{,}5.10^{-3}\,cm^2$, et la résistivité du substrat est 2 Ω cm. En général la capacité des diodes est plus petite que la capacité théorique, ce qui peut être dû à une augmentation de la résistivité du substrat par production de défauts, ou à une division de la diode en plusieurs diodes séparées électriquement par les failles. On remarque aussi que $C \sim V^{-n}$ avec n très dispersé entre 0,3 et 0,6 ; comme nous l'avons indiqué dans les rappels théoriques, $n = \frac{1}{2}$ pour une jonction abrupte et $n = \frac{1}{3}$ pour une jonction graduelle. Cependant nous ne pouvons pas tirer de conclusion de ce résultat à cause de la non planéité de la jonction.

Les mesures de temps de recouvrement des diodes montrent que les porteurs ont une durée de vie très courte de l'ordre de 10^{-8} s. ce qui indique que la densité des centres de recombinaison et génération ayant un niveau près du centre de la bande interdite est très importante.

Nous avons fait des analyses au microscope éledtronique à balayage en mode électrons secondaires et courant induit, pour une diode de surface $100x100\mu^2$ faite par un tir laser dont l'énergie est 58 $J.cm^{-2}$ en 5.10^{-4} s. répartie sur une surface de $2.10^{-3}\,cm^2$. Il est intéressant de faire une comparaison entre une photo d'une jonction révélée chimiquement, prise au microscope optique (fig.37), une image de la surface de la diode en électrons secondaires (fig.44-a) et une image de la diode en courant induit (fig.44-b).

Nous avons remarqué que :

(1) La zone de charge d'espace se trouve à la limite de la jonction, cette dernière est inhomogène et en première approximation elle se corrèle avec l'ondulation de la surface. La jonction est débordante par rapport à la fenêtre ce qui peut être dû à une diffusion d'impuretés latérale et à une recompression exercée par la silice sur le silicium liquide pendant le tir laser.

(2) Les failles (fig.44-a), peuvent séparer électriquement les différentes portions de la diode.

Les figures 45-a et 45-b représentent l'image en électrons secondaires et en courant induit d'une diode de même surface faite par un tir laser d'une énergie 84 $J.cm^{-2}$ en 2.10^{-3} s, ce qui correspond

....

à 42 $J.cm^{-2}$ en 5.10^{-4}s. Cette diode présente une faible déformation. En conclusion on a intérêt à utiliser des tirs lasers du bas de la gamme γ.

3.2.2 - Activation électrique des couches implantées par tir laser.

Sur une plaque de silicium de type N, de résistivité 2 Ω cm, et d'orientation <111>, on a effectué une implantation de bore avec une énergie E = 70 KeV, et une dose de $5.10^{15} cm^{-2}$. Le masque utilisé permet la réalisation simultanée de diodes et de résistances. Des tirs lasers sont effectués sur ces deux types de dispositifs. Après tir laser les tranches ont subies des recuits de 15 minutes entre 500 °C et 1000 °C de 50 en 50 degrés.

Les tests électriques ont été faits après le tir laser, et après chaque recuit ; on a ainsi pu comparer les éléments irradiés et les éléments non irradiés entre eux sur une même tranche. Les résultats sont détaillés dans le paragraphe suivant.

- Diodes non irradiées.

Avant recuit on observe sur le traceur I(V) un effet de contact. Après un recuit de 15 minutes à 500 °C, les diodes présentent la caractéristique normale d'une diode P/N avec une tension de claquage de 65 ± 10 volt. Cette caractéristique ne change pratiquement pas après les recuits suivants.

- Diodes irradiées:

Les diodes d'aspect A se comportent comme les diodes non irradiées on n'observe pas de changement dans la tension de claquage ni dans la forme de la courbe I(V).

Par contre pour les diodes d'aspect B ou d'aspect C partiel (fusion qui ne couvre pas toute la jonction) on observe une dégradation de la tension de claquage, et une modification de la courbe I(V), qui se manifeste par des cassures et des séries de pipes. Ces effets proviennent d'une perturbation locale et non homogène du silicium. Les caractéristiques ne changent pratiquement pas au cours des recuits.

.....

Pour les diodes d'aspect C1 (absence de cassures) on observe : une caractéristique I(V) reproductible, arrondie en inverse au claquage, la tension de claquage varie entre 65 V et 80 volt.

L'évolution de la tension de claquage au cours des recuits est représentée par les courbes (fig.46).

Après le premier recuit de 15 minutes à 500 °C, la tension de claquage augmente, elle est comprise entre 160 et 200 volts. Elle continue d'augmenter après le deuxième recuit à 600 °C atteignant 600 volts pour quelques diodes. A partir du troisième et quatrième recuit à 650 °C et 700 °C, la tension de claquage diminue et retombe à 40 ± 10 volts.

En général, la caractéristique I(V) en inverse des diodes recuites à 600 °C (fig.47) est arrondie au claquage avec un courant de fuite très élevé.

L'augmentation de la tension de claquage après recuit à 500 °C et 600 °C, suivie d'une diminution après le recuit à 700 a été observée sur les plaques implantées, dont les diodes ont subies des tirs lasers. Le même effet a été constaté sur des diodes à jonction P/N obtenues par une diffusion thermique des impuretés et ensuite irradiées au laser.

Nous avons essayé de déterminer la qualité des diodes qui, après recuit à 600 °C, présentent une tension de claquage anormalement élevée ; pour celà nous les avons montées sous boîtiers, et établi soigneusement leur caractéristique I(V).

En direct les courbes représentées (fig.48) ont un coefficient m supérieur à 2. On observe aussi une résistance en série qui est inférieure à 300 Ω pour toutes les diodes testées.

En inverse (fig.49) le courant est très élevé, ce qui met en évidence l'existence d'une densité importante de centres de recombinaison et de génération dans la zone de charge d'espace. Entre 0 et 35 volt environ on observe que $I \sim V^{1/3}$ ce qui est le cas d'une jonction graduelle. A partir de 35 volt le courant augmente rapidement,

En fonction de nos résultats, nous avons tracé (fig.50) des courbes $R = \frac{V}{I}$ en fonction de la tension inverse V. On constate que la fonction R(V) croit pour V compris entre 0 et 35 volts, puis décroit jusqu'à ce qu'on atteigne le claquage, alors que la caractéristique d'une diode P/N est constamment croissante jusqu'au claquage.

Nous avons aussi tracé l'évolution de la capacité en fonction de la polarisation inverse (fig.51), là encore pour V = 35 volts apparait une singularité : diminution brutale de la capacité .

Les mesures des temps de recouvrement nous ont permis de fixer une borne supérieure à la durée de vie soit $\tau_o < 10^{-8}$ s. ce qui confirme que la densité des centres de recombinaison est très importante.

Ces mêmes diodes observées en microscopie électronique à balayage en courant induit (fig.52) révèlent l'existence de deux zones de charge d'espace concentriques sur une diode non polarisée, l'une correspond à la jonction P/N que l'on étudie, l'autre beaucoup plus lointaine correspond à la limite probable de la zone fondue. Pour une diode avec une polarisation en inverse de 15 volts (fig.52 bis) on n'observe que la deuxième zone de charge d'espace, ce qui montre que la chutte de tension est principalement dans la deuxième zone de charge d'espace.

3.2.3 - Interprétation :

Les images en courant induit (fig.52 et 57 bis) montrent une zone de charge d'espace entre le silicium irradié et le substrat, nous l'interprétons comme une jonction N/N^- ou N^- est du côté du silicium irradié.

L'ensemble représente deux diodes en série, la première est la diode P/N qu'on étudie, la deuxième est la diode N^-/N, ce qui peut expliquer la caractéristique I(V) en direct présentant un facteur m supérieur à 2 (fig.48). En inverse la diode N^-/N présente à ses bornes la presque totalité de la tension appliquée (fig.52bis) ce qui peut être interprété en supposant que le silicium N^- est plus

.....

résistif du côté N que du côté P. L'augmentation rapide du courant et la diminution brutale de la capacité à 35 volt est la conséquence d'un élargissement très rapide de la zone de charge d'espace et la capacité est pratiquement constante dès que la zone de charge d'espace couvre toute la région N^-. Quand le champ électrique dans cette région N^- atteint le champ d'ionisation par avalanche on observe le claquage ; la tension appliquée est alors de 300 à 600 volts.

Discussion :

a - En supposant que le champ d'ionisation dans la région N^- est celui de silicium non irradié $\mathcal{E} = 2.10^5 V.cm^{-1}$, la largeur de la région N^- doit être de l'ordre de 15 à 30 microns, compte tenu que cette couche présente une résistance inférieure à 100 Ω, sa résistivité moyenne ne peut pas dépasser 25 Ω cm. Dans ce cas, il est impossible de former une diode redresseuse entre le silicium N^- supposé homogène et le silicium N.

Nous pouvons comprendre les phénomènes en supposant que la résistivité de la couche N^- est variable en fonction de la distance à partir du silicium N vers le silicium P, et qu'elle présente la résistivité du silicium intrinsèque au voisinage de N, et une résistivité faible au voisinage de P.

Après recuit à 700 °C une grande partie des défauts doit être recuite et la résistivité de la couche N^- devient comparable à la résistivité du substrat, on observe alors uniquement la diode P/N, qui claque à 40 volt environ. Ce qui est mis en évidence par la microscopie électronique à balayage (fig.52 ter).

Les diodes d'aspect C_2 qui présentent des failles en surface possèdent des caractéristiques I(V) très perturbées allant du court circuit à une caractéristique avec de nombreux "pipes" (claquage à 70 volt) et un courant de fuites très important. A l'intérieur d'une même diode on peut trouver de part et d'autre des failles des caractéristiques différentes correspondant à des jonctions isolées latéralement les unes des autres. Sur ces diodes (aspect C_2) nous n'avons pas observé d'évolution des caractéristiques I(V) en fonction du recuit.

3.2.4 - Résistances :

Nous avons fait des mesures de résistance carrée par la méthode des quatre pointes sur les couches implantées au bore après tir laser et après chaque recuit. Les mêmes mesures sont faites sur des résistances non tirées.

Les résistances qui avaient subi un tir laser étaient linéaires tandis que les résistances non tirées n'étaient linéaires qu'après un recuit de 15 minutes à 500 °C.

La figure 53 présente l'évolution de $R_\square$ en fonction de la température de recuit des résistances d'aspect C1 et des résistances non irradiées. Sur les premières on a pu obtenir une activation électrique complète. L'activation obtenue par tir laser $R_\square \sim 25\ \Omega\ \square^{-1}$ est identique à celle qui est obtenue par un recuit de 15 minutes à 1000 .

Les résistances d'aspect C_2 présentent l'effet de deux diodes en inverse. Les différentes portions de la couche implantées séparées électriquement par les failles, se comportent chacune comme une diode indépendante.

Les résistances d'aspect A se comportent comme les résistances non tirées. Par contre les résistances d'aspect B présentent une caractéristique intermédiaire entre les résistances non tirées et les résistances d'aspect C1. On observe une activation partielle qui correspond à la contribution des ilôts de fusion. Les courbes (fig.54) représentent les valeurs de résistances après tir laser et après un recuit de 15 minutes à 500 °C en fonction de la densité d'énergie du tir.

Pour obtenir une même activation par deux tirs de durées d'émission 5.10^{-4}s. et 2.10^{-3}s. la densité d'énergie de ce dernier doit être deux fois celle du premier.

Nous avons montré précédemment que ce-ci est la condition pour que les deux tirs produisent une même température à la surface. Une fois de plus ceci montre que l'effet du laser dans le silicium est lié étroitement à la température maximum atteinte.

...

CHAPITRE IV.

CONCLUSIONS.

Pour mettre en évidence l'interaction laser silicium, il a été nécessaire de faire une étude sur le transfert de chaleur dans le silicium pendant le tir laser et de montrer la distribution de la température dans le silicium et sa dépendance avec la densité d'énergie et la durée du tir.

Pour avoir une distribution voulue, les formules théoriques montrent que l'on peut jouer sur la densité d'énergie; le temps du tir et le coefficient d'absorption α(par l'intermédiaire de la longueur d'onde du laser).

Dans le cadre des calculs théoriques que nous avons fait, nous avons considéré un laser parfait, et plusieurs approximations ont été faites sur K, k_d et α dont nous avons pris les valeurs moyennes au cours de la durée du tir laser.

Le laser à rubis inhomogène que nous avons utilisé ne permet pas de faire une vérification précise de la théorie, cependant, pour la densité d'énergie nécessaire pour commencer une fusion à la surface irradiée, nous avons trouvé que les résultats expérimentaux sont de l'ordre de grandeur de ceux prévus par la théorie.

Un effet qui ne dépend pas de l'homogénéïté du laser a été vérifié par l'expérience ; il s'agit de l'influence de la durée d'émission du tir. Nous avons trouvé que pour avoir un même aspect (même température à la surface) la densité d'énergie est proportionnelle à la racine carrée de la durée du tir.

L'effet permanent du laser sur la silicium s'illustre par des irrégularités à la surface, contraintes, failles, et défauts dans le volume.

Nous avons pu mettre en évidence l'origine des failles, celles ci sont dûes aux contraintes créées après une fusion et elles se produisent parfois lors d'un choc mécanique. Les ondes de choc dûes au tir laser ne sont pas à l'origine des failles du fait que ces

.....

dernières ne sont pas produites pendant le tir et se trouvent uniquement sur les zones qui ont été fondues. Nous avons constaté que sans fusion le laser n'a pas d'effet permanent sur le silicium.

L'inhomogénéité spatiale de notre laser est responsable de l'existence de la gamme d'énergie β, pour laquelle on peut trouver à la surface des points qui ont atteint la fusion et d'autres qui ne l'ont pas atteinte. Les limites de la gamme d'énergie β représentent l'ordre de grandeur de l'irrégularité de l'intensité de l'éclairement par le laser.

Avec un laser plus homogène, l'irrégularité de l'intensité lumineuse est plus petite et la gamme d'énergie β est plus étroite. Dans ce cas le contrôle de l'épaisseur de la zone de fusion est plus aisé et la reproductibilité est meilleure.

Les défauts produits dans le silicium ne seraient pas éliminés même avec un laser homogène car leur création est liée à la fusion. Mais leur densité diminue lorsqu'on diminue les contraintes, en contrôlant la fusion sur une couche très mince.

Pour l'utilisation du laser dans la technologie des circuits intégrés, les conclusions tirées de notre travail peuvent être résumées de la façon suivante ;

(1) Sur la réalisation des jonctions.

- La réalisation des jonctions est possible lorsqu'on provoque une fusion avec aspect C.
- Le front de jonction est irrégulier ; ceci est dû à la mauvaise qualité du laser qui explique le manque de reproductibilité.
- Une grande densité de défauts prend naissance dans le volume, ce qui entraine une forte diminution de la durée de vie des porteurs minoritaires. Celà limite l'utilisation du laser pour la fabrication des jonctions à un petit domaine où la durée de vie ne joue pas un rôle important (exemple : faire un contact ohmique).
- L'irrégularité de la surface irradiée, et l'irrégularité de la jonction, rendent très difficile le contrôle des opérations

...

technologiques telles que, oxydation thermique, diffusion thermique classique, et la photogravure. Le traitement par le laser doit être la dernière opération technologique à effectuer sur le circuit.

(2) Sur l'activation des impuretés dans les couches implantées :

- L'activation des impuretés implantées est possible lorsqu'on provoque une fusion, l'effet de tir laser est équivalent à un recuit thermique de 15 minutes à 1000 °C.
- Pour les résistances la durée de vie n'a pas un rôle important, le laser est utilisable dans ce cas.
- Pour les diodes ; le tir laser détériore la durée de vie. Un effet important a cependant été mis en évidence ; l'existence pour des recuits de 15 minutes à 600 de structures à tension de claquage très élevée de l'ordre de 400 à 600 volt. Une tentative d'explication a été faite mettant en cause un relachement de contraintes jusqu'à 600 °C amenant de nombreux défauts dans la couche qui a été fondue, donc une grande résistivité ; puis, à plus haute température ; il y a recuit de cette couche et retour aux caractéristiques normales.

L'ensemble de ces résultats montre l'intérêt du tir laser pour l'obtention de structures à haute tenue en tension d'une part (exemple : augmentation de la tension de claquage du drain d'un transistor MOS), et pour recuire ponctuellement des résistances implantées d'autre part.

Des résultats plus homogènes peuvent être obtenus en améliorant la qualité du laser et en particulier son uniformité spatiale.

En conclusion, dans l'état actuel, le tir laser ne semble pas en mesure de prendre la place des moyens classiques (diffusions et recuits thermiques) pour la réalisation de jonctions ou l'activation de couches implantées. Cependant il reste utilisable lorsqu'une action locale est nécessaire. Ainsi le laser peut permettre de réaliser un contact ohmique ou d'activer les impuretés dans une résistance implantée sans modifier les caractéristiques des autres parties du circuit.

B I B L I O G R A P H I E

[1] W.C. DASH and R.NEWMAN
"Intrinsec optical absorption in single crystal Germanium and Silicon at 77 °K and 300 °K".
Phys. Rev. 99, 1151, (1955).

[2] Mme LAMOUROUX
Thèse présentée à l'Ecole Polytechnique à Paris.

[3] M. FRANÇON
Vibration lumineuse optique cohérente. Maîtrise de physique C_2.

[4] P.MORTINI
Thèse présentée à l'université scientifique et médicale de Grenoble (1973)

[5] G.ROLLAND
Note technique, LETI/ME N°735.

[6] M.DUPUY
Note technique, LETI/ME N°844.

[7] SZE
Physic of semiconductor devices.

[8] J.F. BRESSE
Note technique, LETI/ME N°753

[9] CARSLAW and JAEGER
"Conduction of heat in solids"
(Oxford university press. New York (1959))

[10] TOULOUKIAN DOWELL HO KLEMENS
"Thermal Conductivity, Metallic Elements and Alloys, Thermophysical Properties of Matter, The T.P.R.C. Data série, volum.1.

[11] J.F.GIBBONS
Ion implantation in semiconductors - part.I. : Range distribution theory and experiments.
Proc. of the I.E.E.E. vol.56 n°3 march.1968.

[12] J.F.GIBBONS
Ion implantation in semiconductors - part.II ; Damage Production and annealing.
Proc of the I.E.E.E. vol.60 n°9 sep.1972.

[13] Enhanced annealing effects in boron-implanted layers in silicon by post implantation ions.
Appl. phys. Lett. vol. 20. n°3 (1972)

[14] "Post annealing conductance behavior of implanted layers in silicon",
Appl. phys.Lett. vol.14. N°7 (1969).

[15] S.M. SZE and G.GIBBONS
"Avalanche breakdown voltages of abrupt and linearly graded PIN jonctions in Ge.Si, Ga As and GaP"
Appl. phys.Lett. 8, 111, (1966).

[16] W.M.BULLISW
"Properties of Gold in Silicon"
Solide - State - électronics vol.9 p.143 (1966)

[17] G.K. WERTHEIM
"Energy levels in electron bombarded silicon"
Phys. Rev. vol.105 1730 (1957).

[18] J.E.LAWRENCE
"Diffusion-induced stresses and lattice disorders in silicon"
journal of the électrochimical sociéty, vol 113, n°8 p.819 (1966).

[19] A.S. GROVE
Physics and Technology of semiconductor Devices 5.5.

[20] P.MORTINI Note LETI/ME 71 - 2638 (C.E.N.G.) (1971)

[21] Laser damage on semiconductor surfaces.
J.A.P. vol.38 -pp.4088 (1967)

[22] H.L.ARMSTRONG
"A theory of voltage breakdown of cylindrical P.N. junctions with applications.
I.R.E. Trans.Electron Devices ED.4 - 15 (1957).

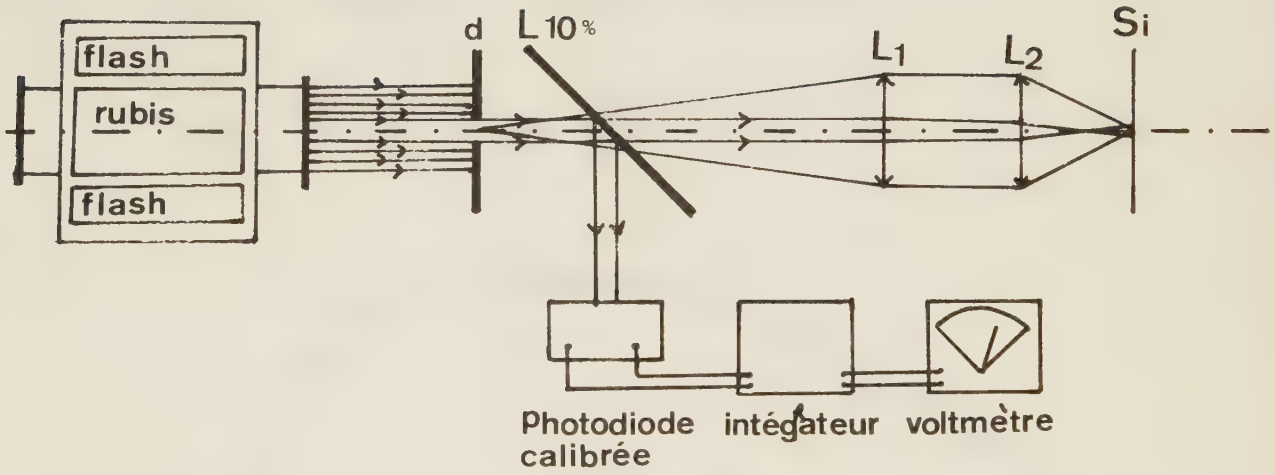


Fig.1 - Dispositif expérimental

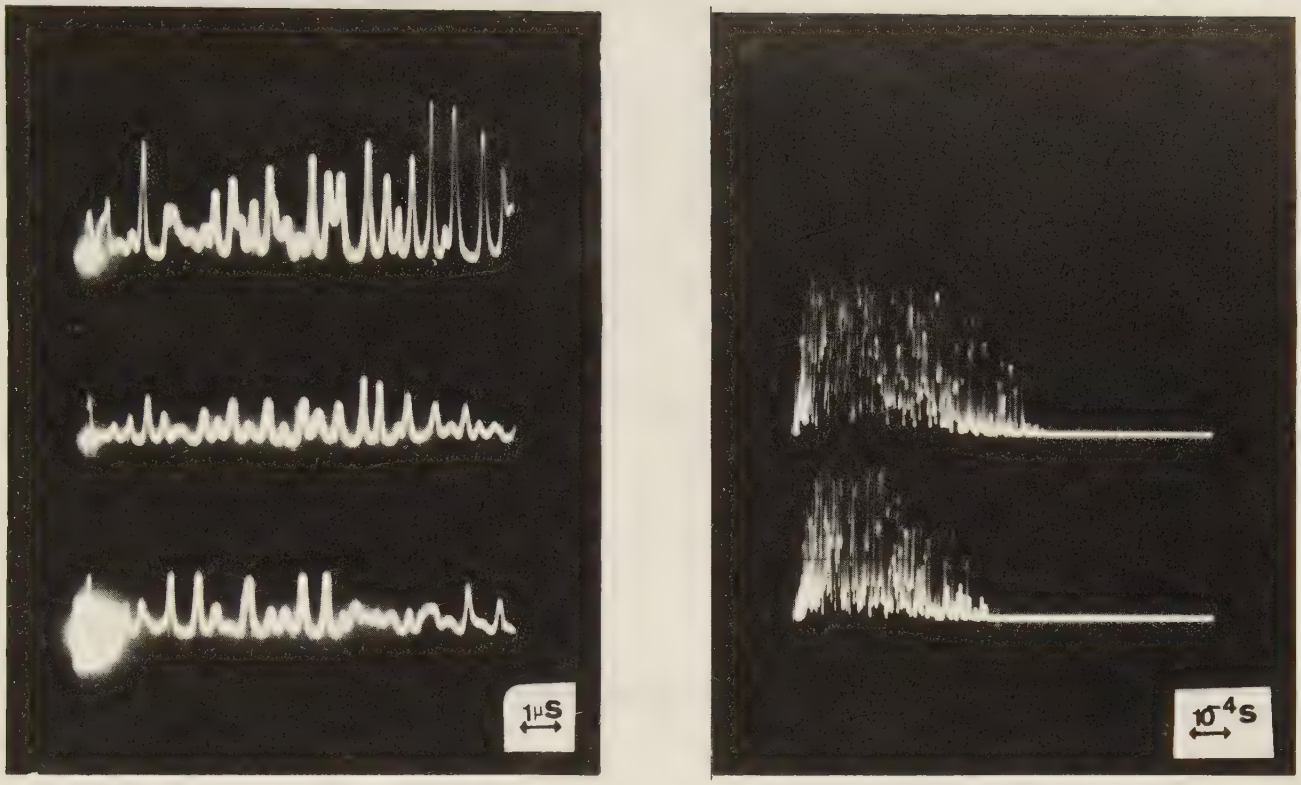


Fig.2-Intensité du laser en fonction du temps

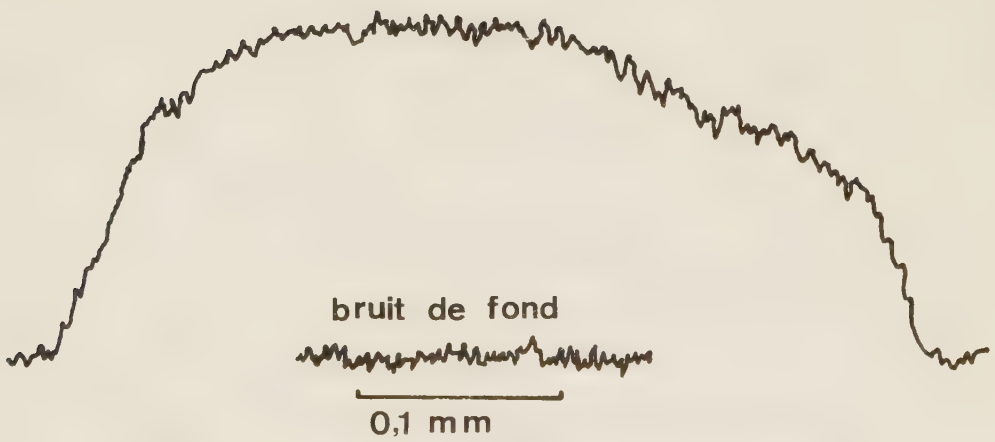
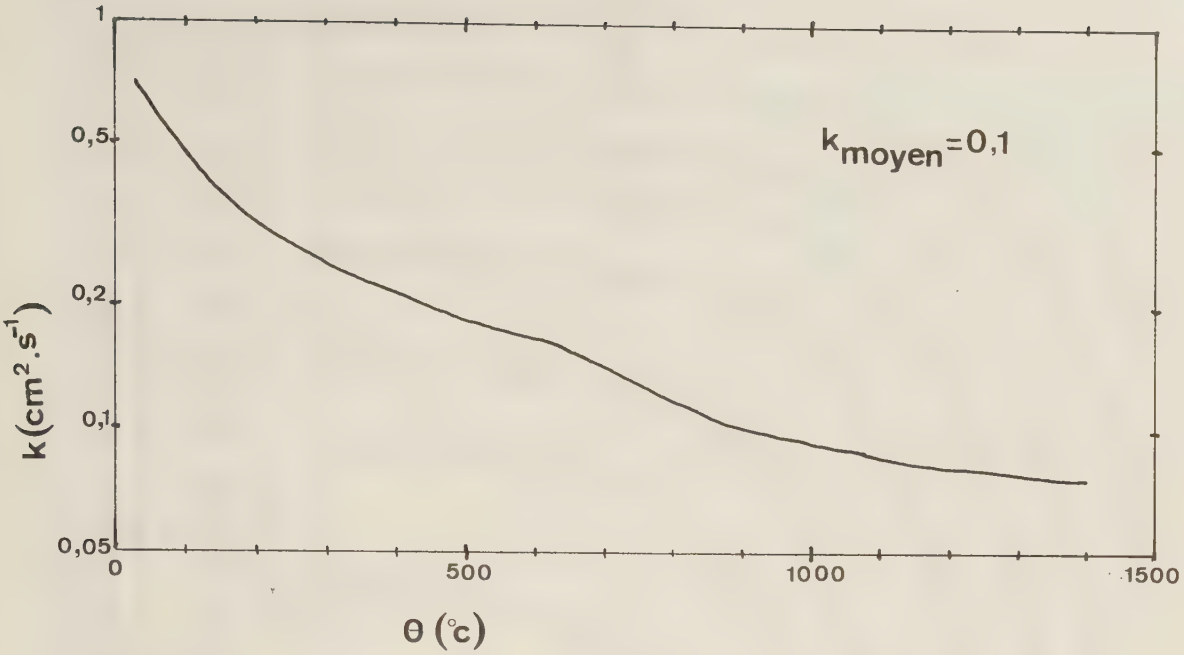


Fig.3-Répartition de l'énergie à la surface irradiée



Diffusivité thermique du silicium

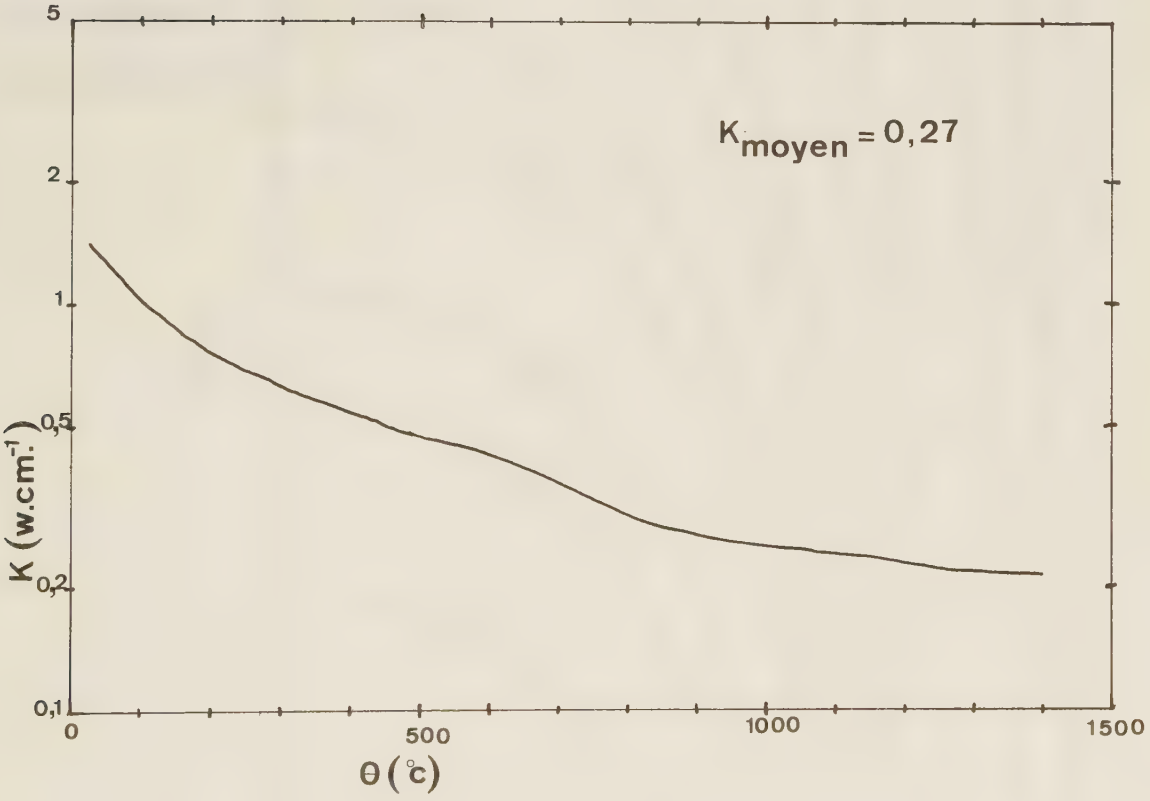
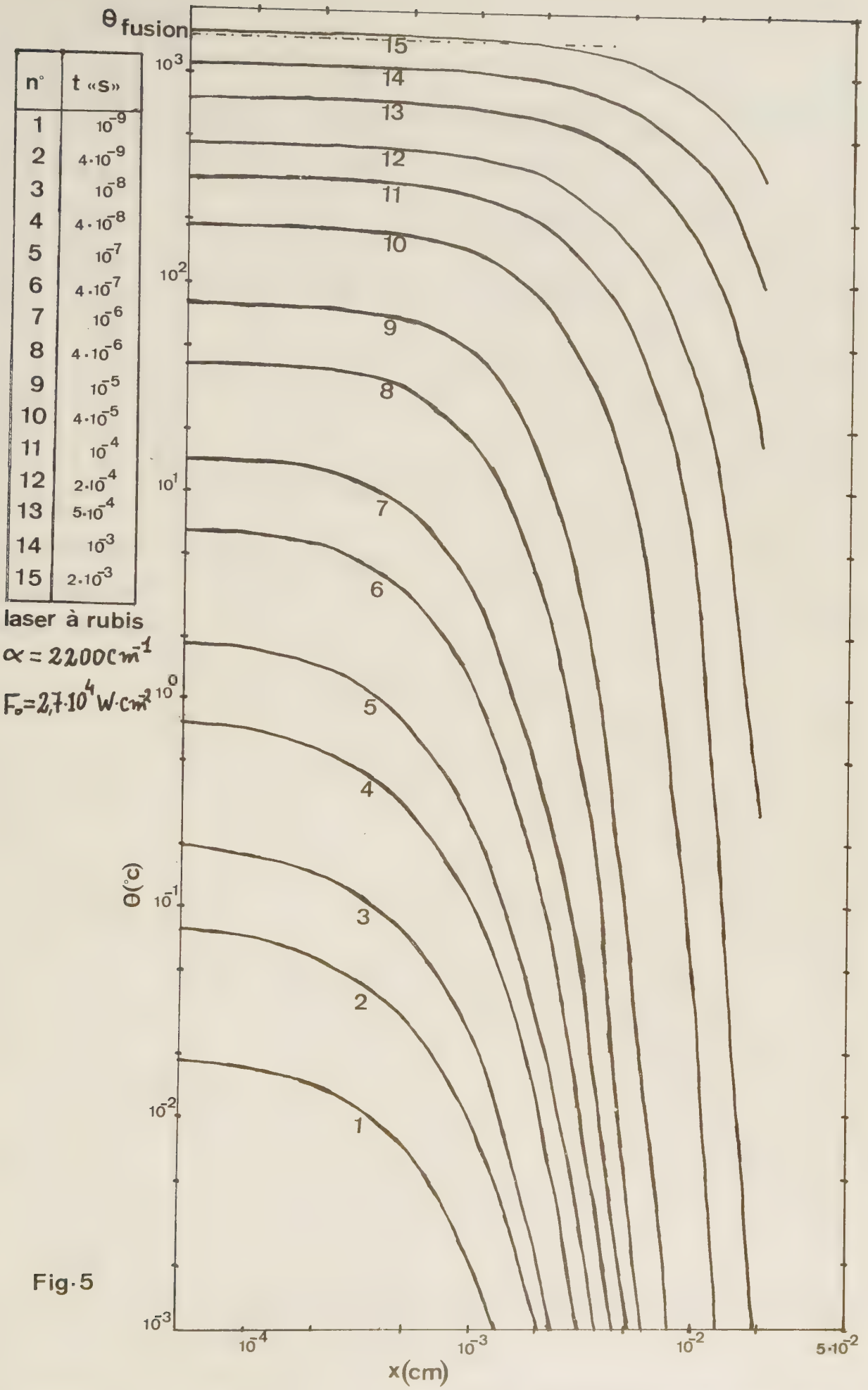


Fig. 4 - Conductivité thermique du silicium



n°	t «s»
1	10^{-9}
2	$4 \cdot 10^{-9}$
3	10^{-8}
4	$4 \cdot 10^{-8}$
5	10^{-7}
6	$4 \cdot 10^{-7}$
7	10^{-6}
8	$4 \cdot 10^{-6}$
9	10^{-5}
10	$4 \cdot 10^{-5}$
11	10^{-4}
12	$2 \cdot 10^{-4}$
13	$5 \cdot 10^{-4}$
14	10^{-3}
15	$2 \cdot 10^{-3}$

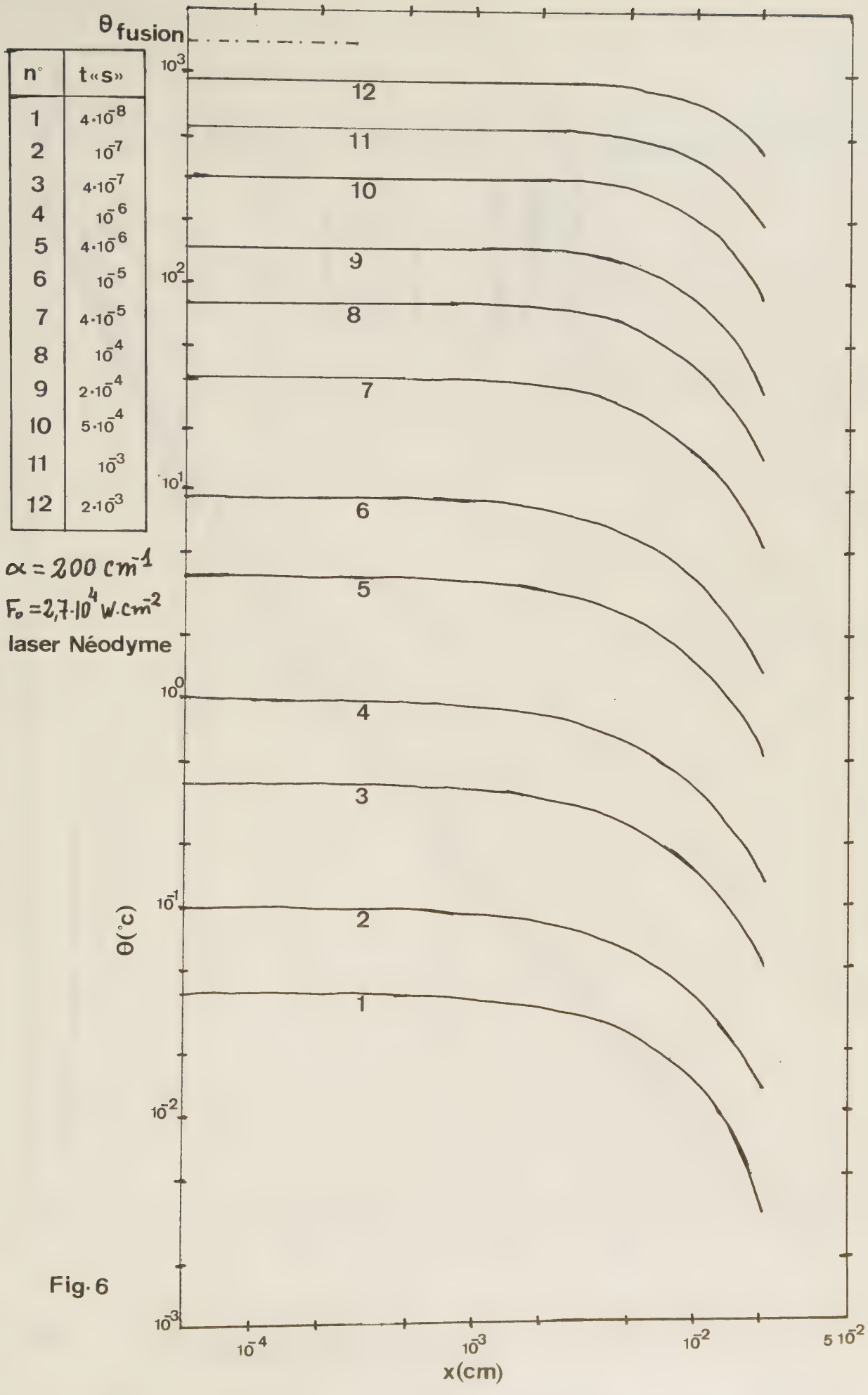
laser à rubis

$\alpha = 2200 cm^{-1}$

$F_o = 2{,}7 \cdot 10^4 W \cdot cm^{-2}$

Fig·5

Répartition de la température dans le silicium après des tirs lasers de durées d'émission différentes, le flux est constant.



Fig·6

Répartition de la température dans le silicium après des tirs lasers de durées d'émission différentes, le flux est constant.

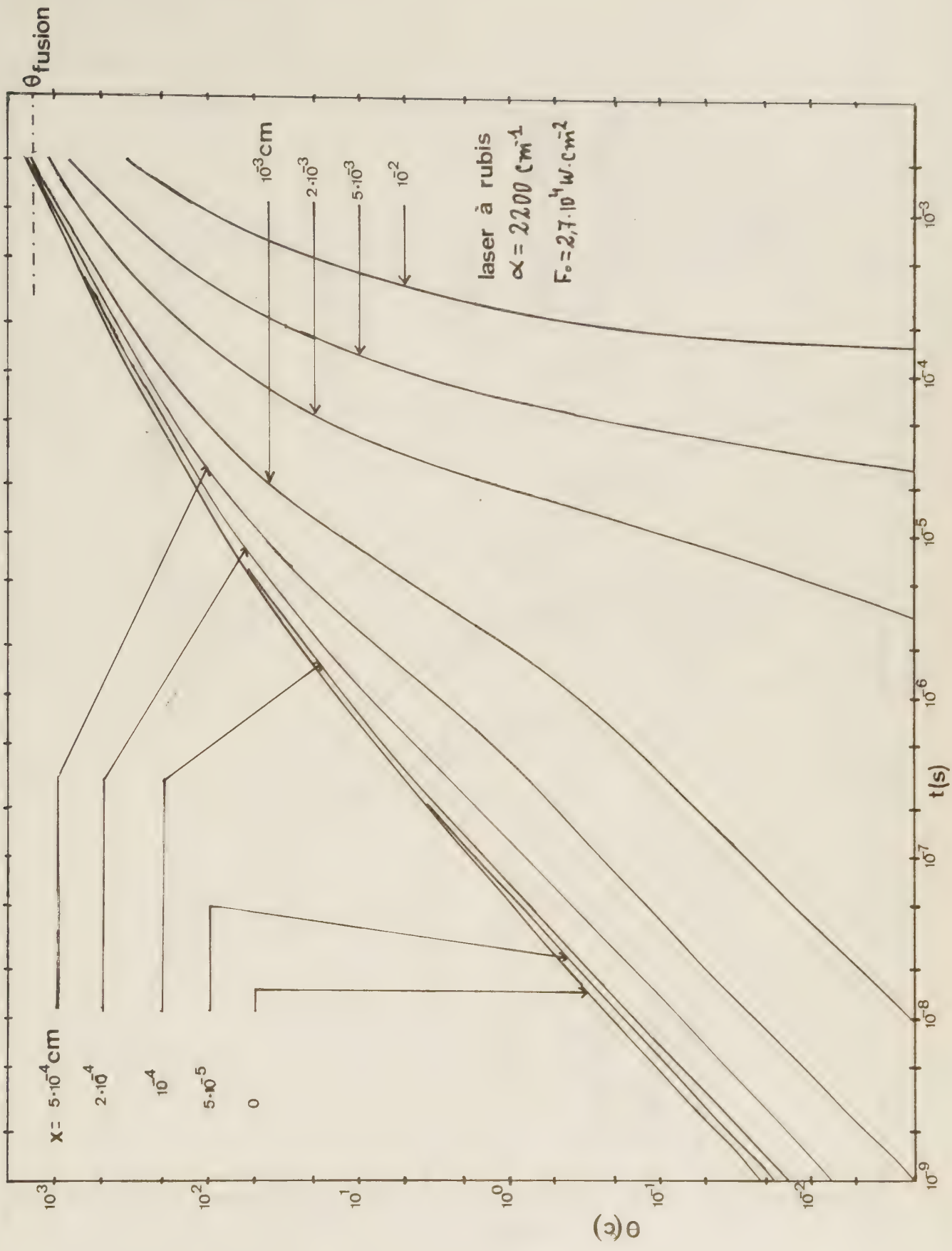


Fig. 7 - La température dans le silicium en fonction du temps à différentes profondeurs

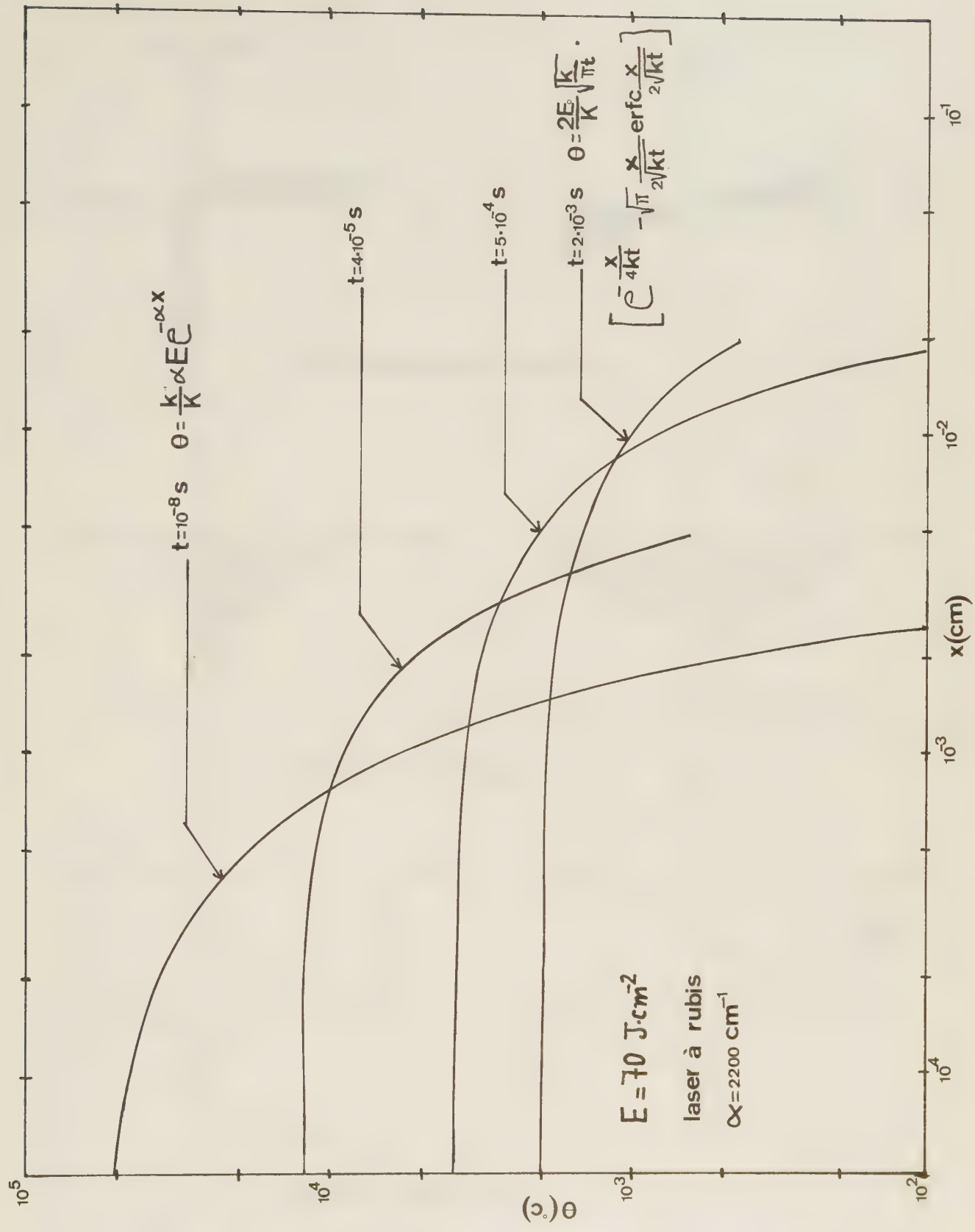
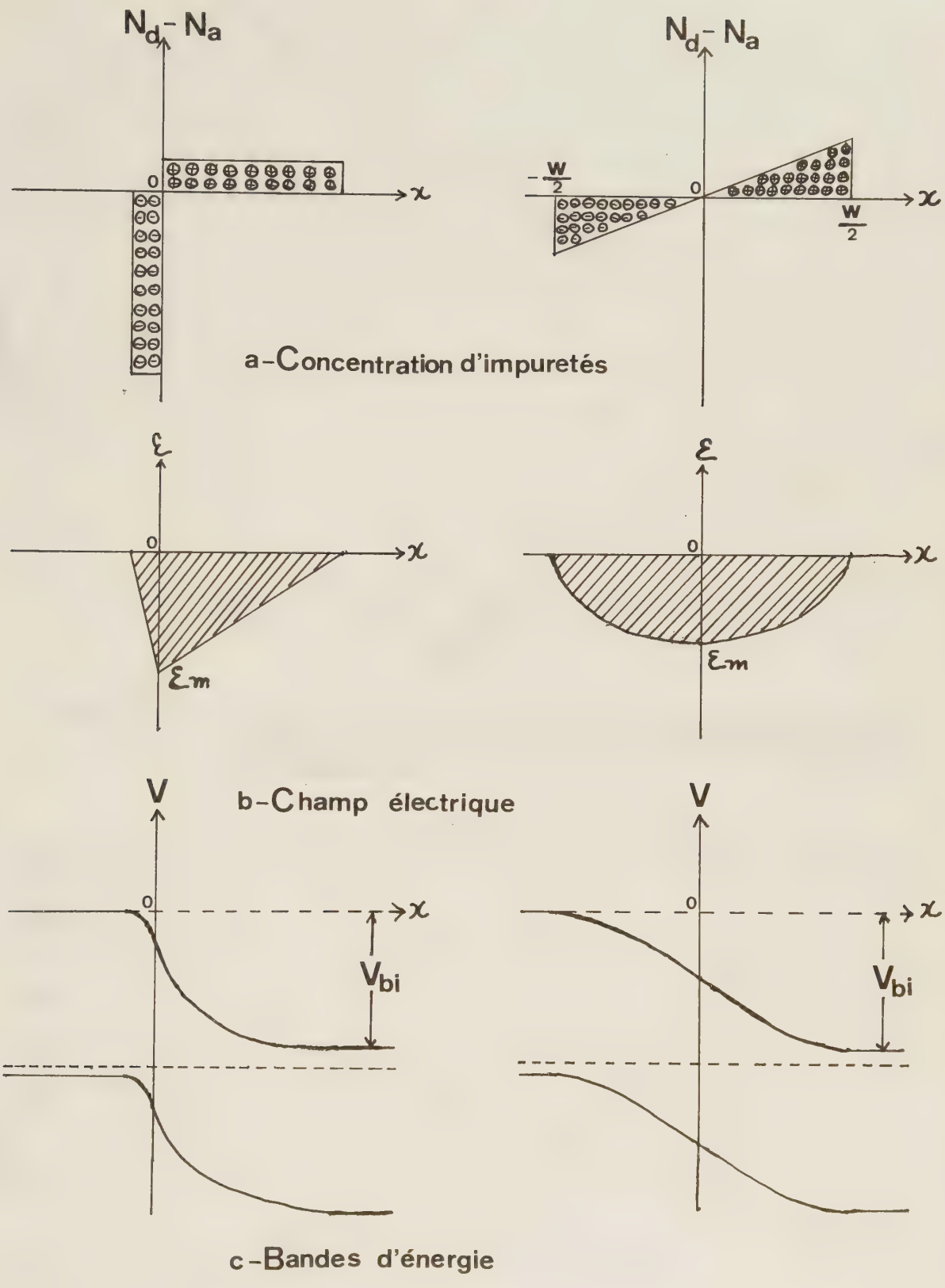


Fig. 8 - Profil de θ à énergie constante pour différents t de tir



JONCTION ABRUPTE

JONCTION GRADUELLE

Fig. 9

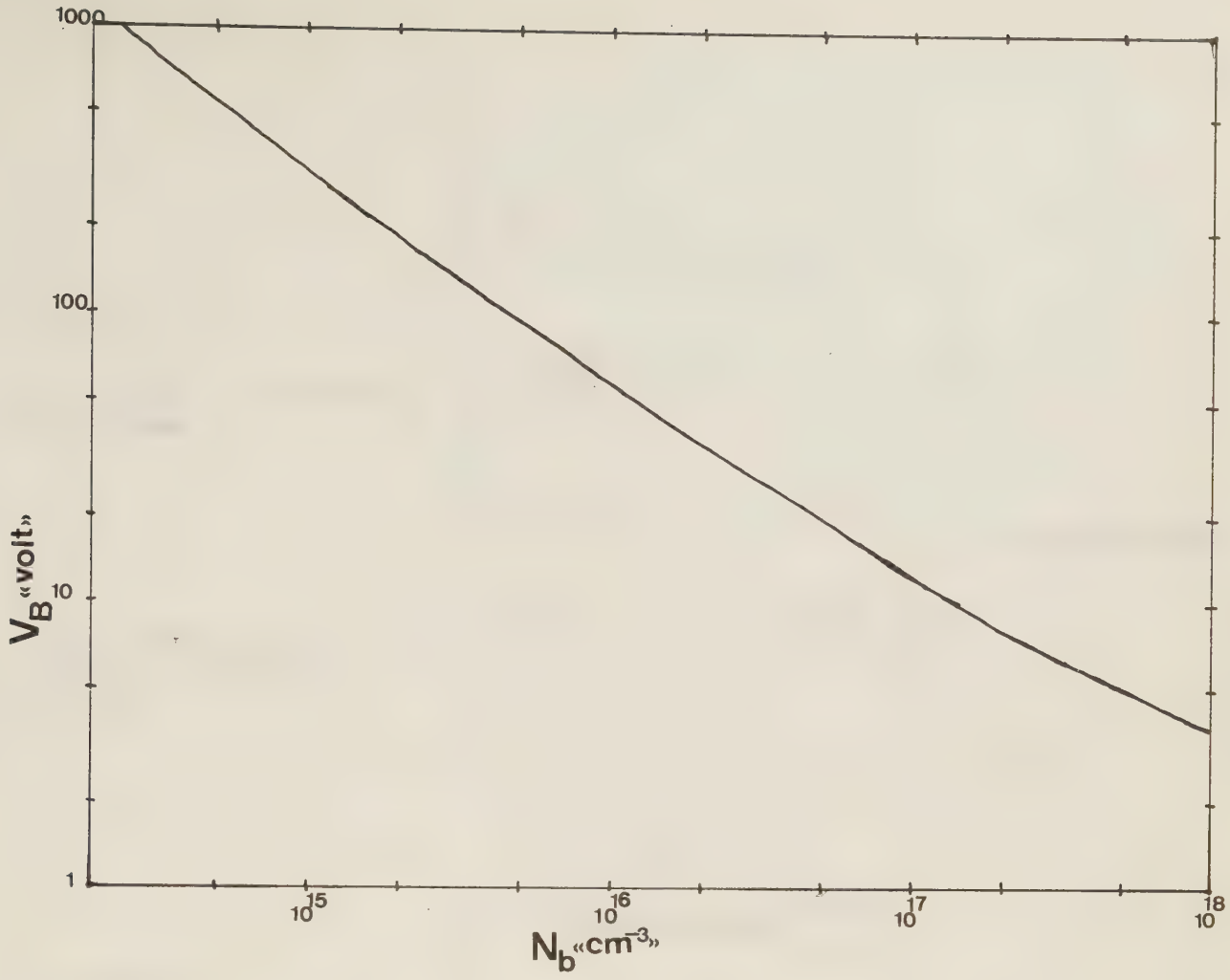


Fig. 10a - Tension de claquage d'une jonction abrupte en fonction de la concentration d'impuretés dans le substrat

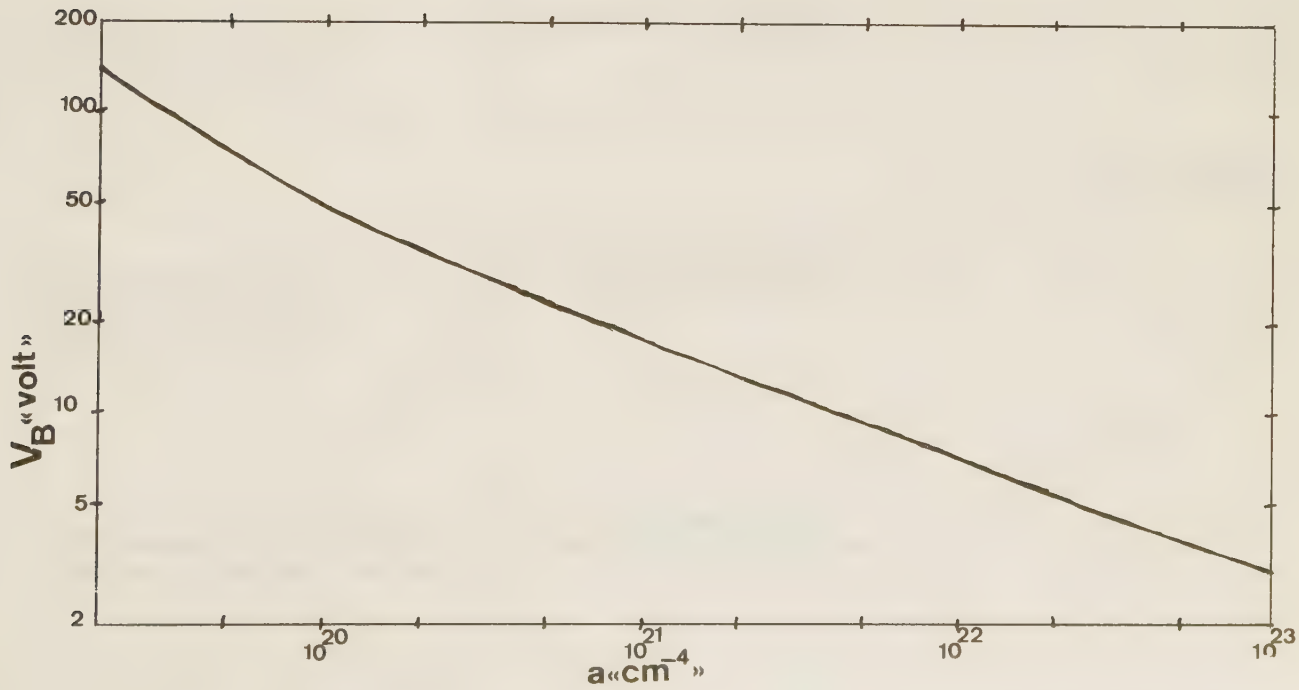


Fig. 10b - Tension de claquage d'une jonction graduelle en fonction du gradient d'impureté a

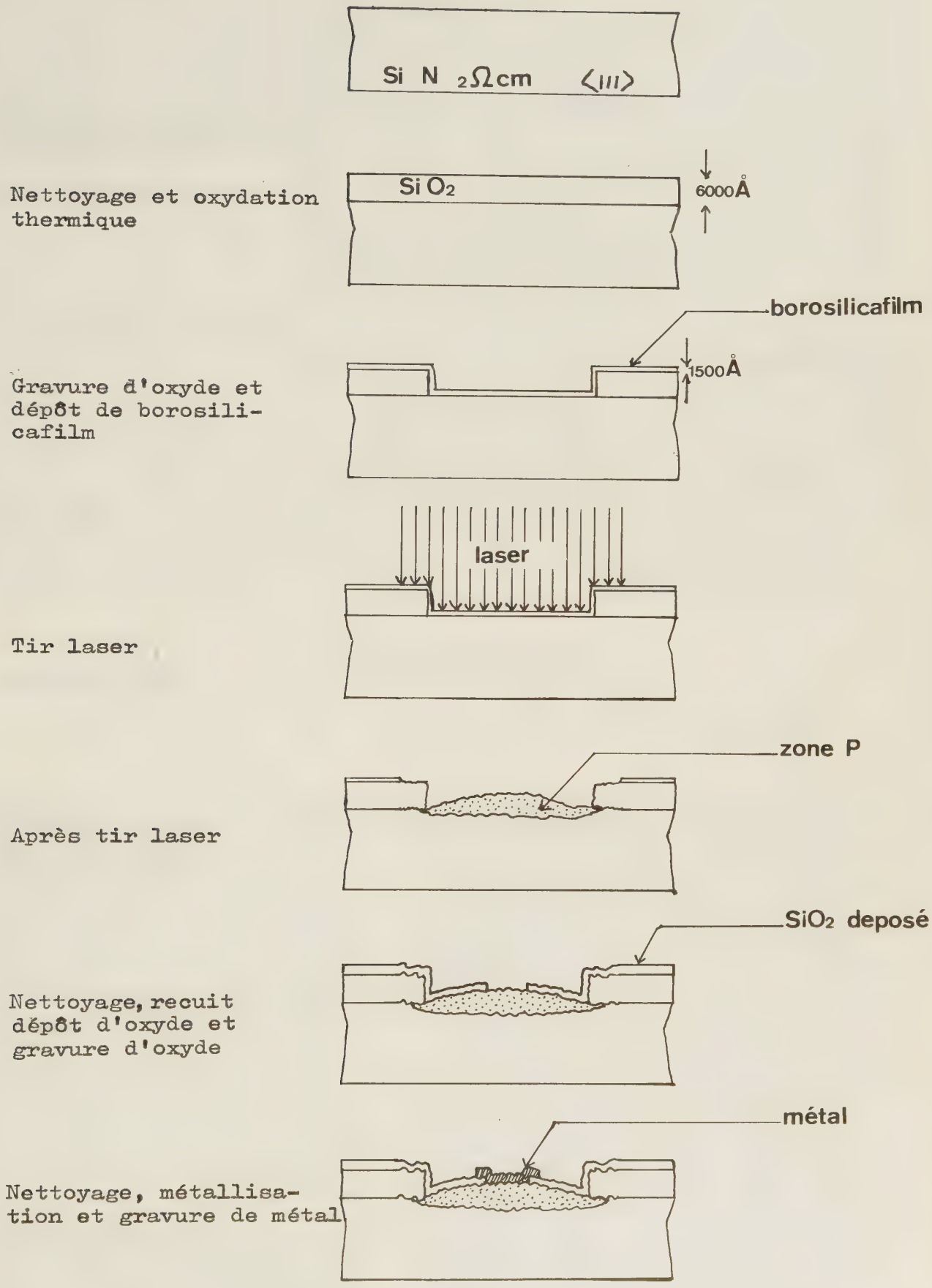


Fig. 11 - Réalisation des jonctions par tir laser

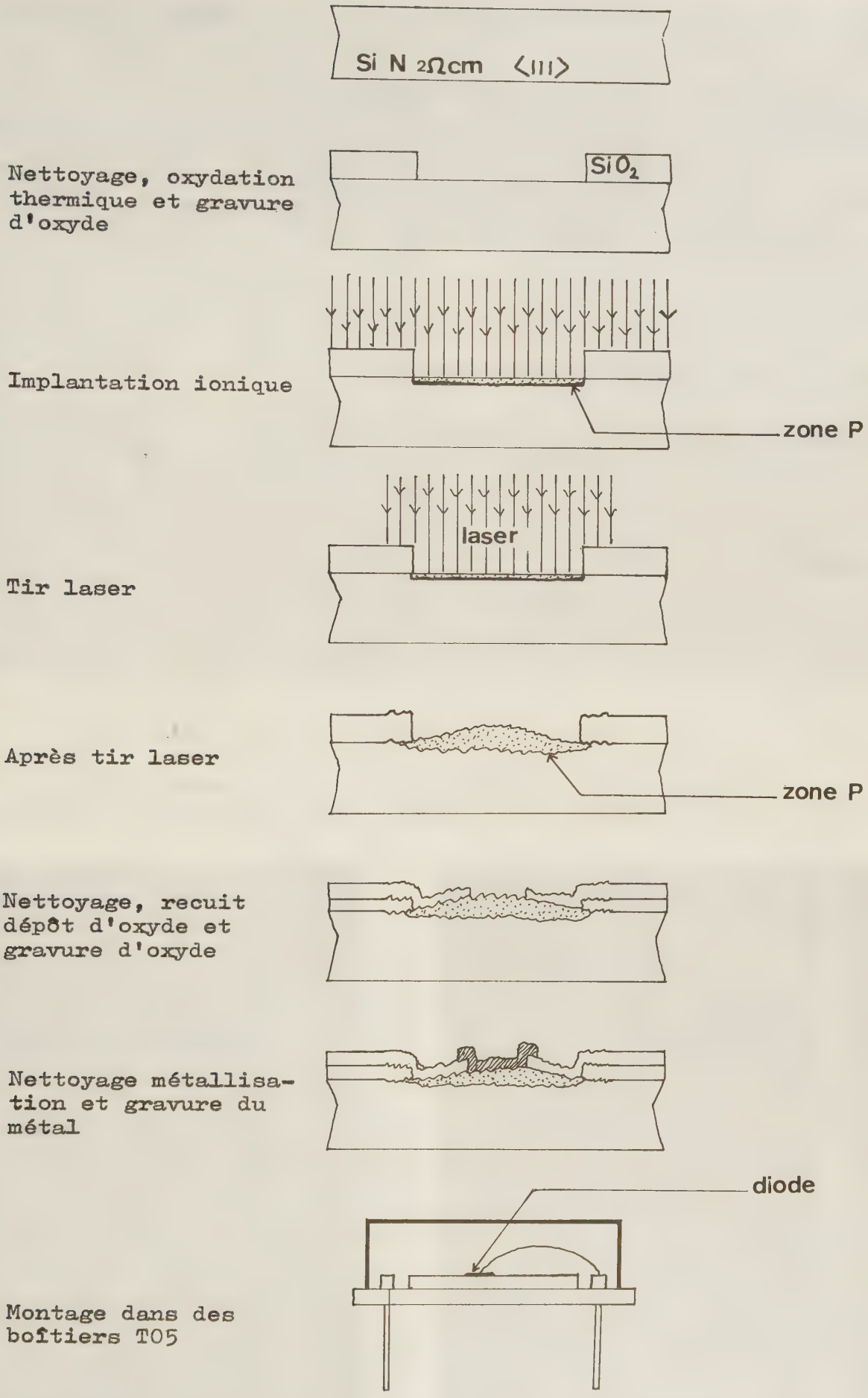


Fig. 12 - Recuit des couches implantées par tir laser

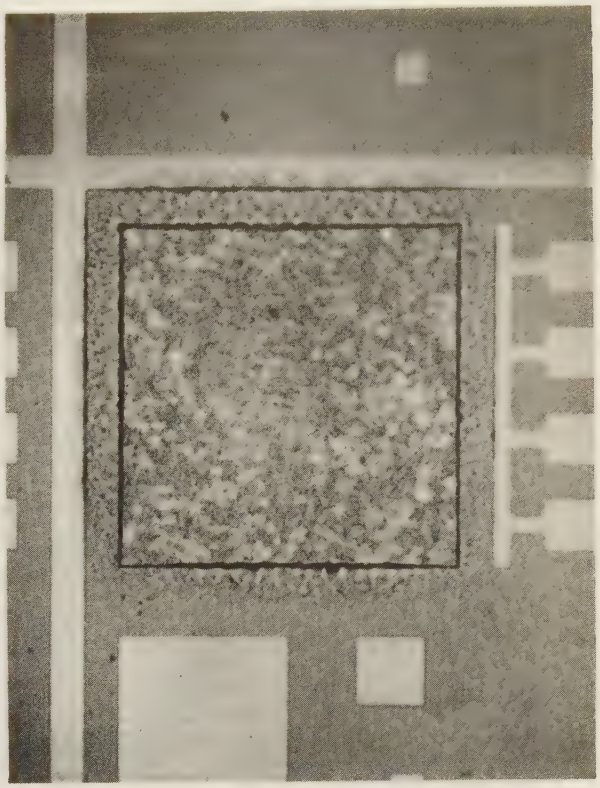


Fig.13-Irrégularités de surface après fusion (aspect C_1)

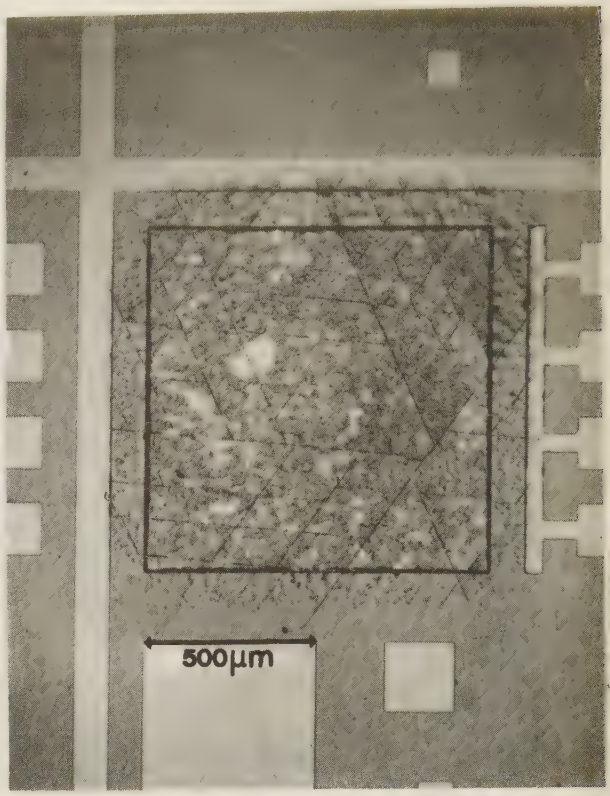


Fig.14-Fissures à la surface (aspect C_2)

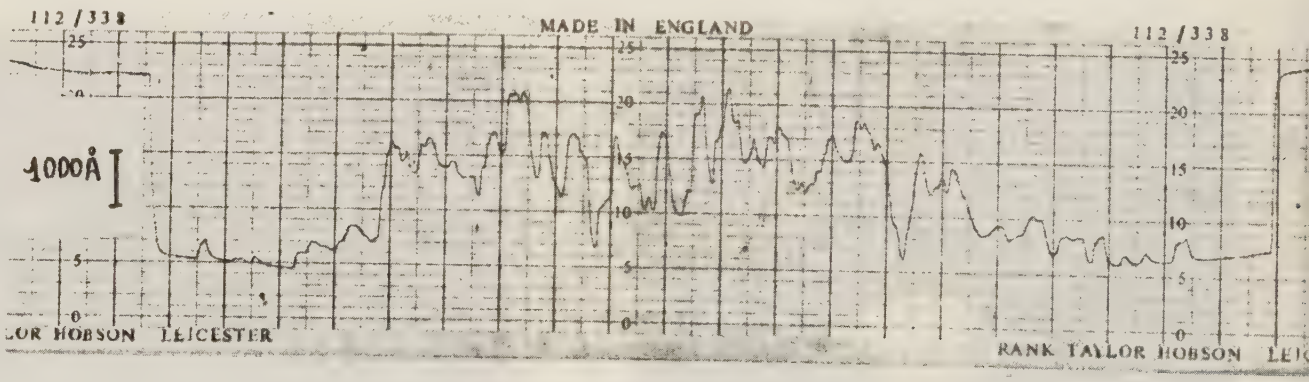


Fig.15-Profil d'une surface d'aspect C_1

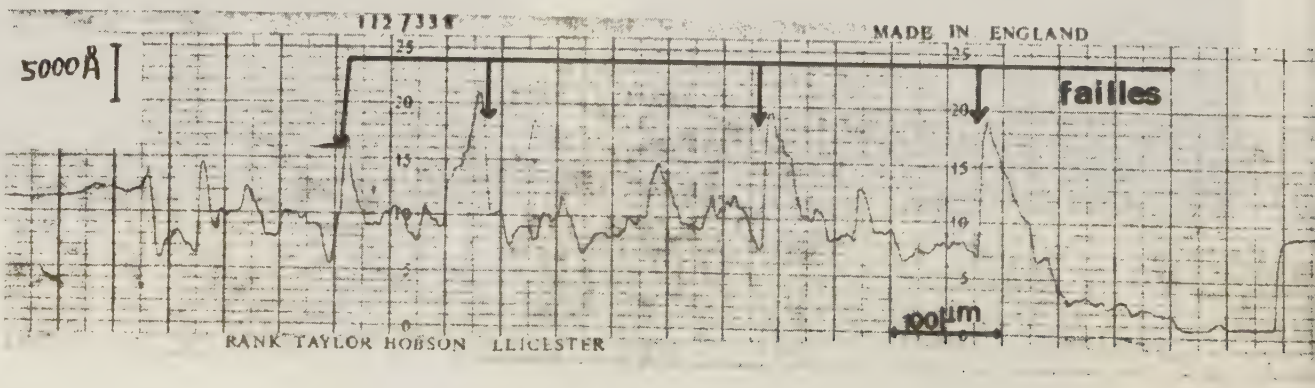


Fig.16-Profil d'une surface d'aspect C_2

X42

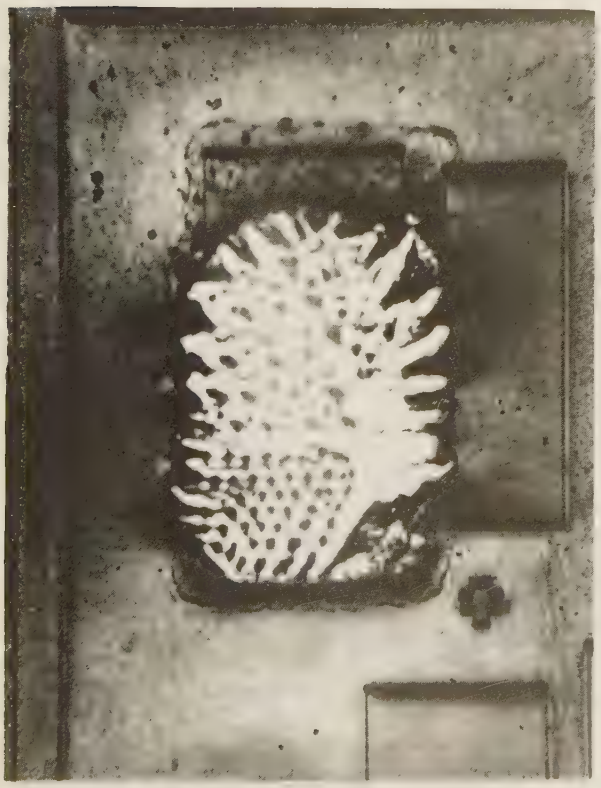
X56

Topographie aux rayons X

Image optique

Fig.17-Aspect C_1 après tir laser

X49



X49

Topographie aux rayons X

Image optique

Fig.18-Aspect C_2 après tir laser

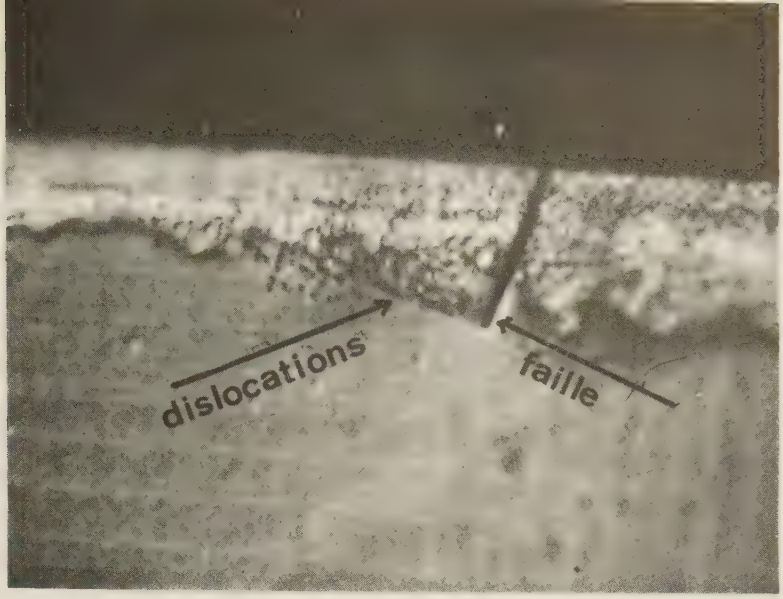


Fig.19-Vue transversale d'une faille après révélation chimique

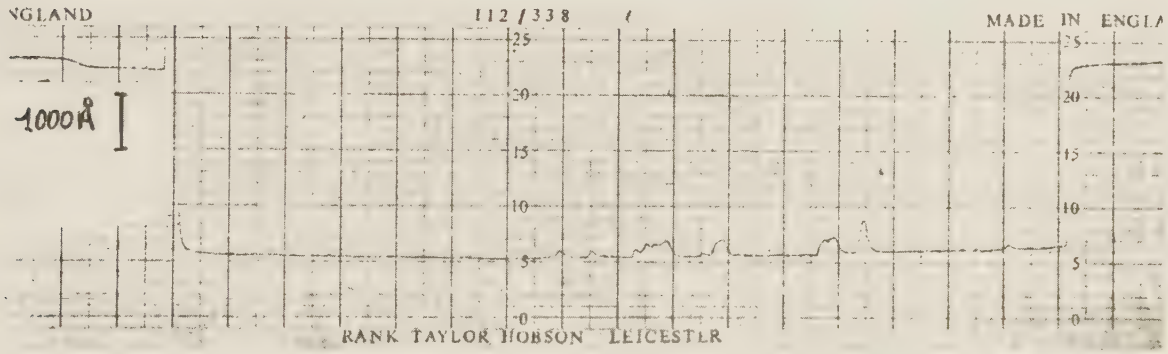
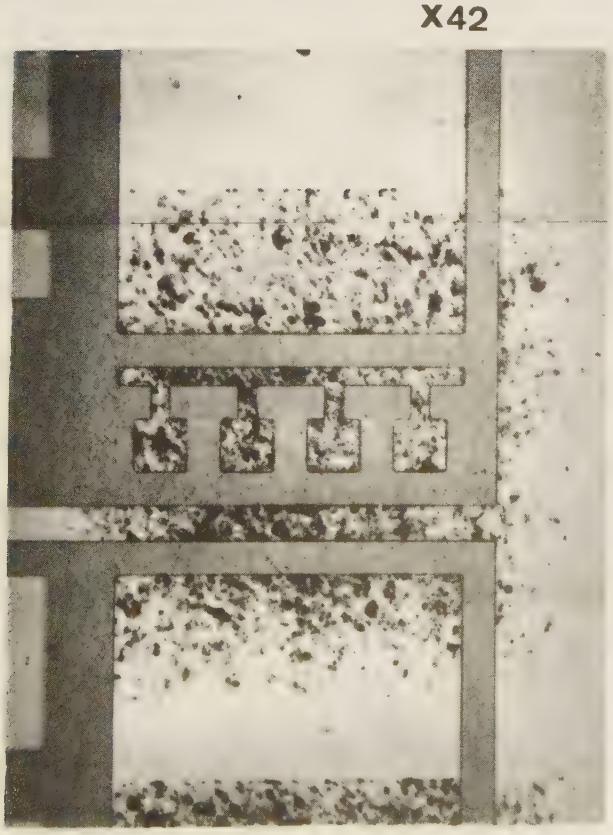
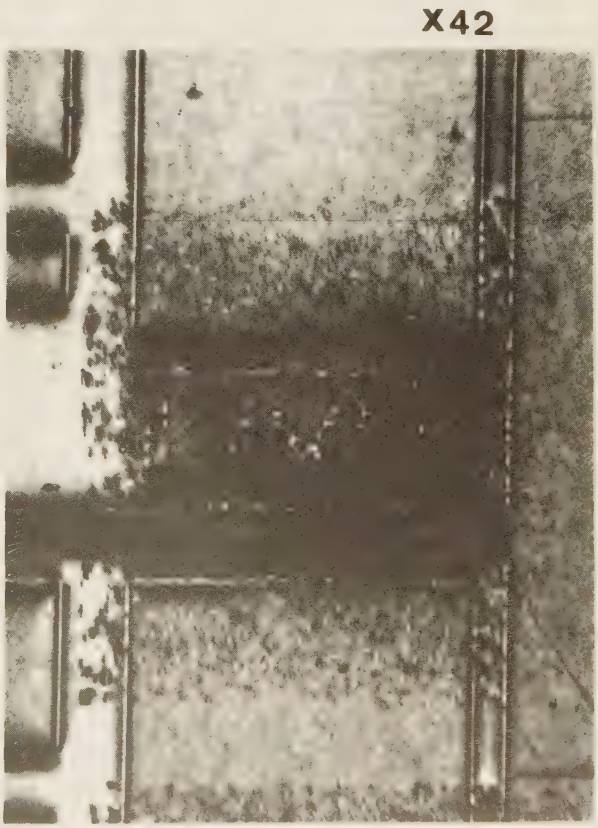


Fig.21-Profil d'une surface d'aspect B





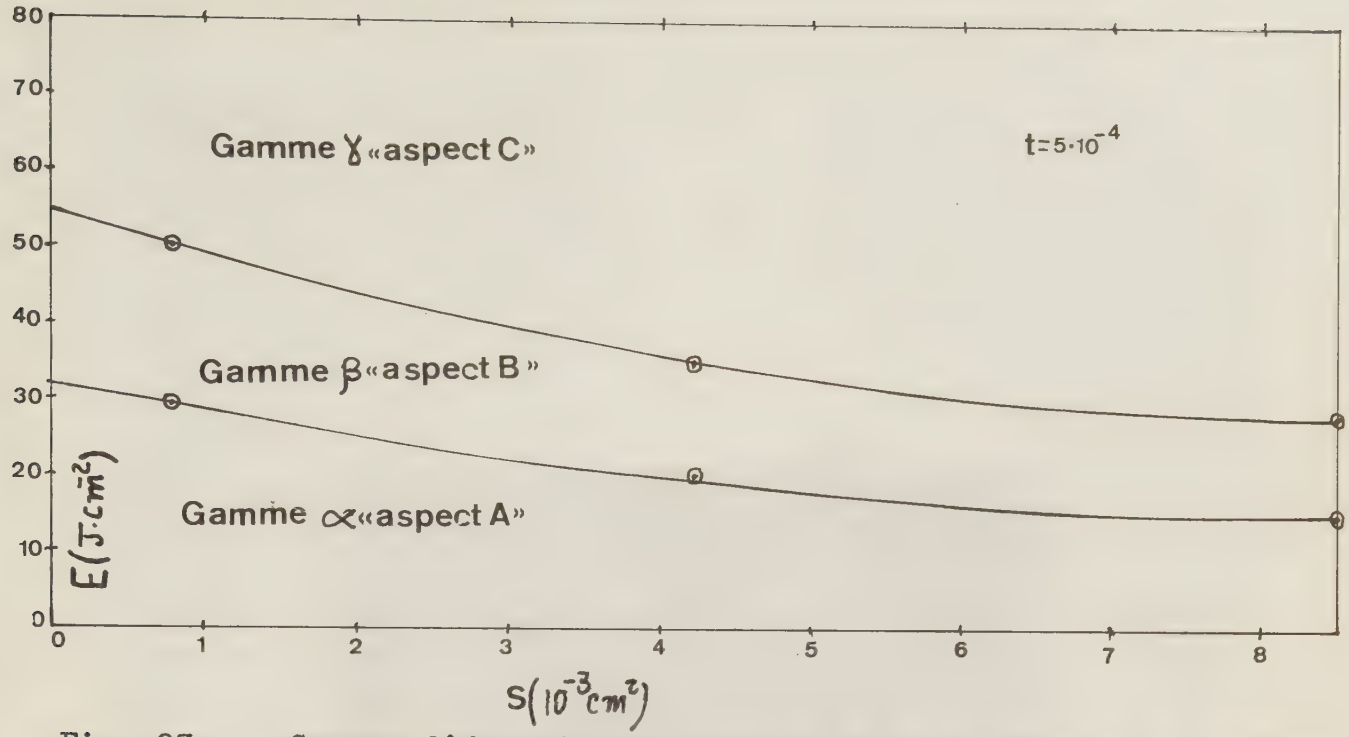


Fig. 23a - Gammes d'énergie en fonction de la taille de la surface

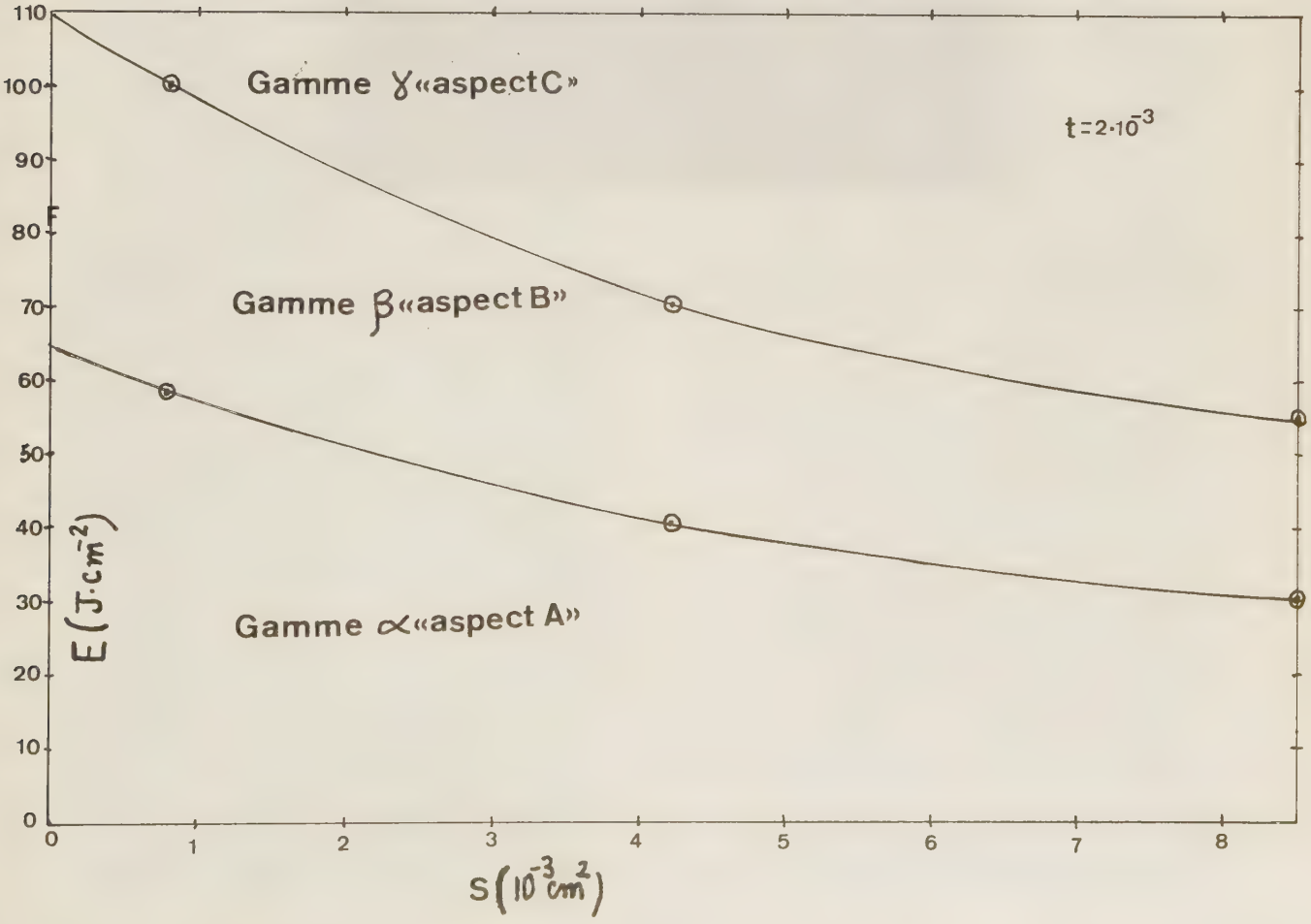


Fig. 23b - Gammes d'énergie en fonction de la taille de la surface

X49

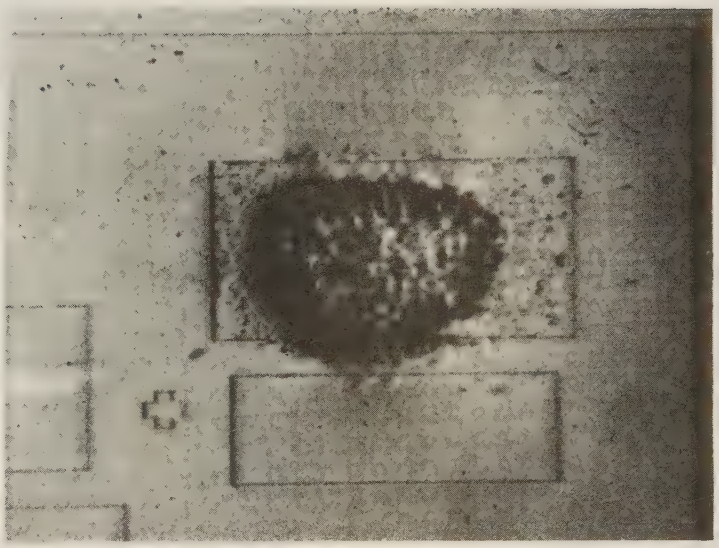


Fig.24-Image topographique aux rayons X d'aspect C_1 après récuit de 15 minutes à 600 C

X12.5

Fig.25a-Topographie aux rayons X après tir laser

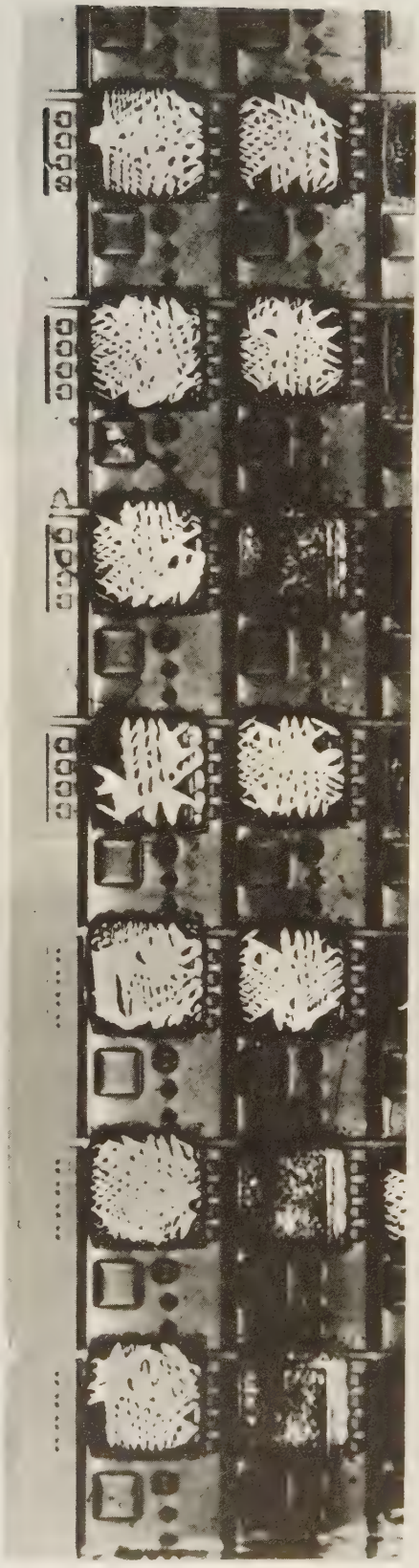


Fig.25b-Topographie aux rayons X après récuit à 600 °C

X 115

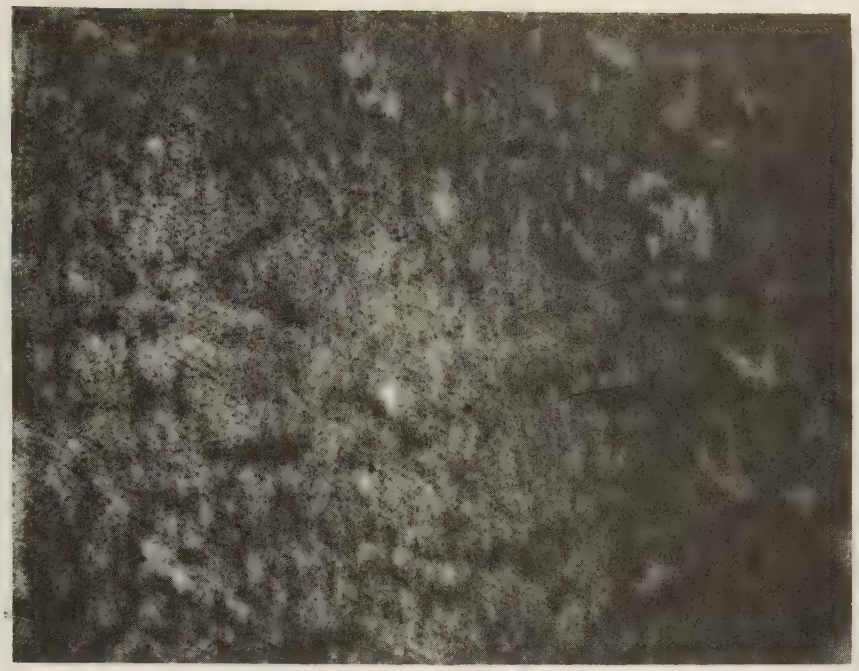


Fig.26-Topographie aux rayons X de silicium d'aspect C_1 après attaque chimique non sélective de 9μ

X 115

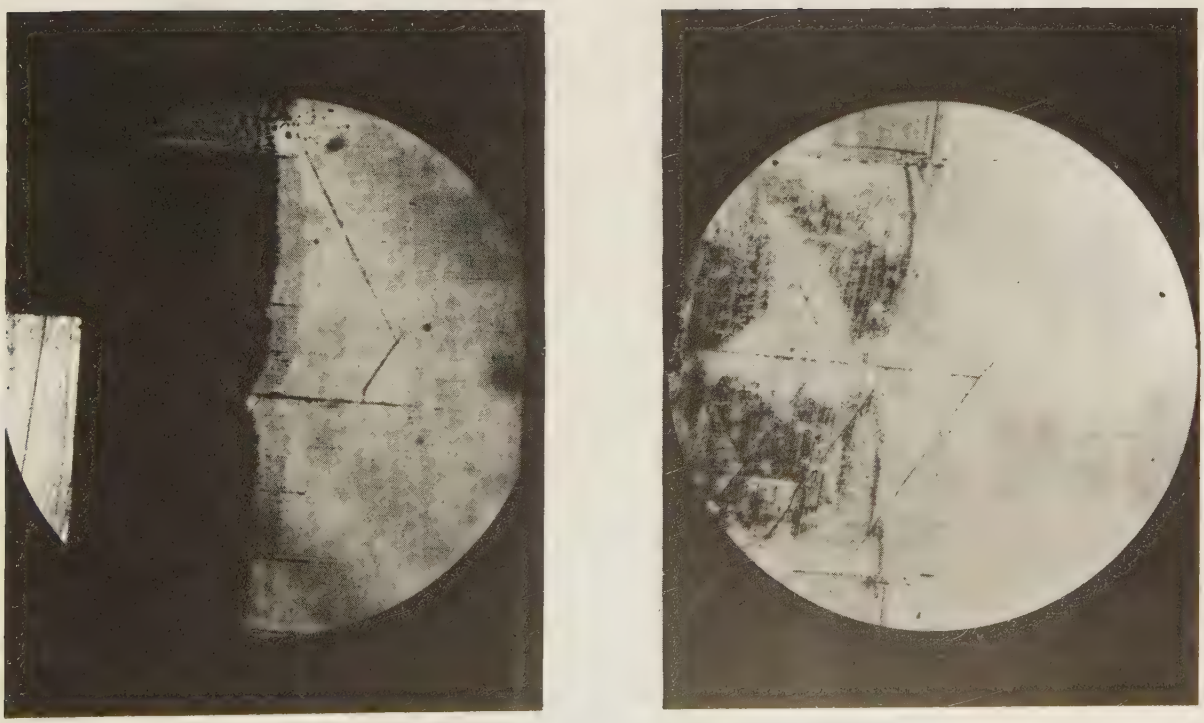
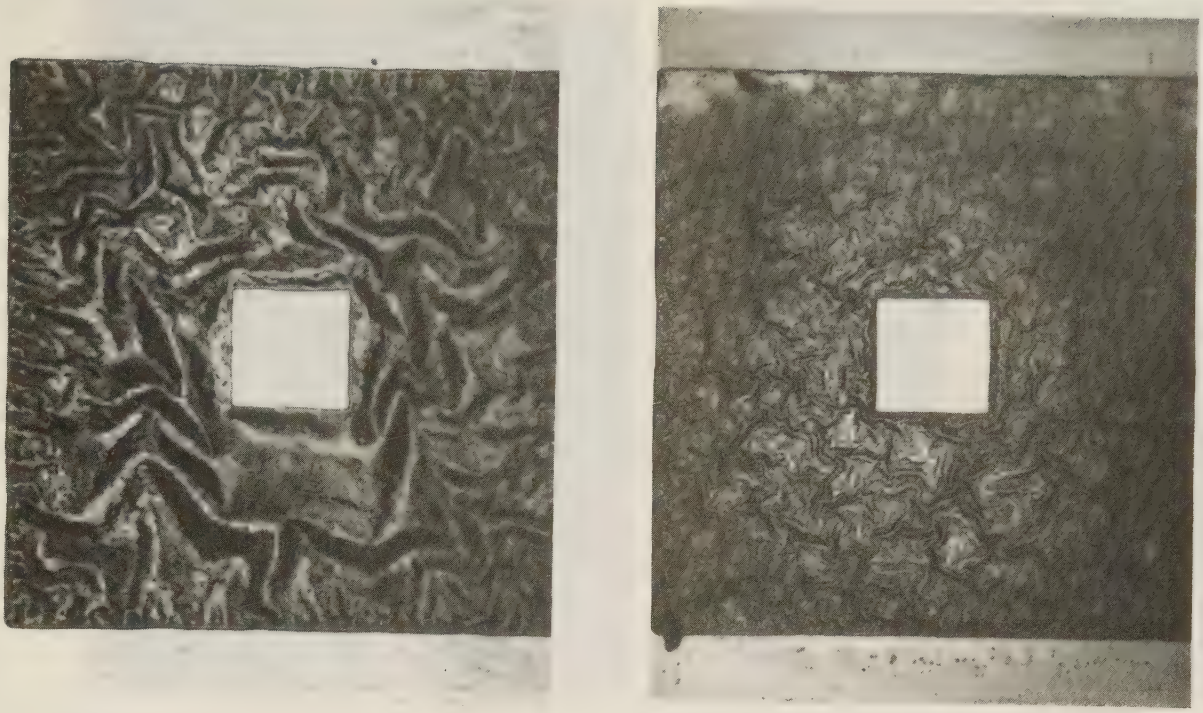


Fig.27-Révélation de jonctions réalisées par tir laser
L'oxyde du silicium constitue une couche imperméable aux impuretés

X75



1000 Å SiO_2 E= 95 J.cm^{-2} 500 Å SiO_2 E= 96 J.cm^{-2}

Fig. 28 - Tir laser sur du silicium au travers de l'oxyde

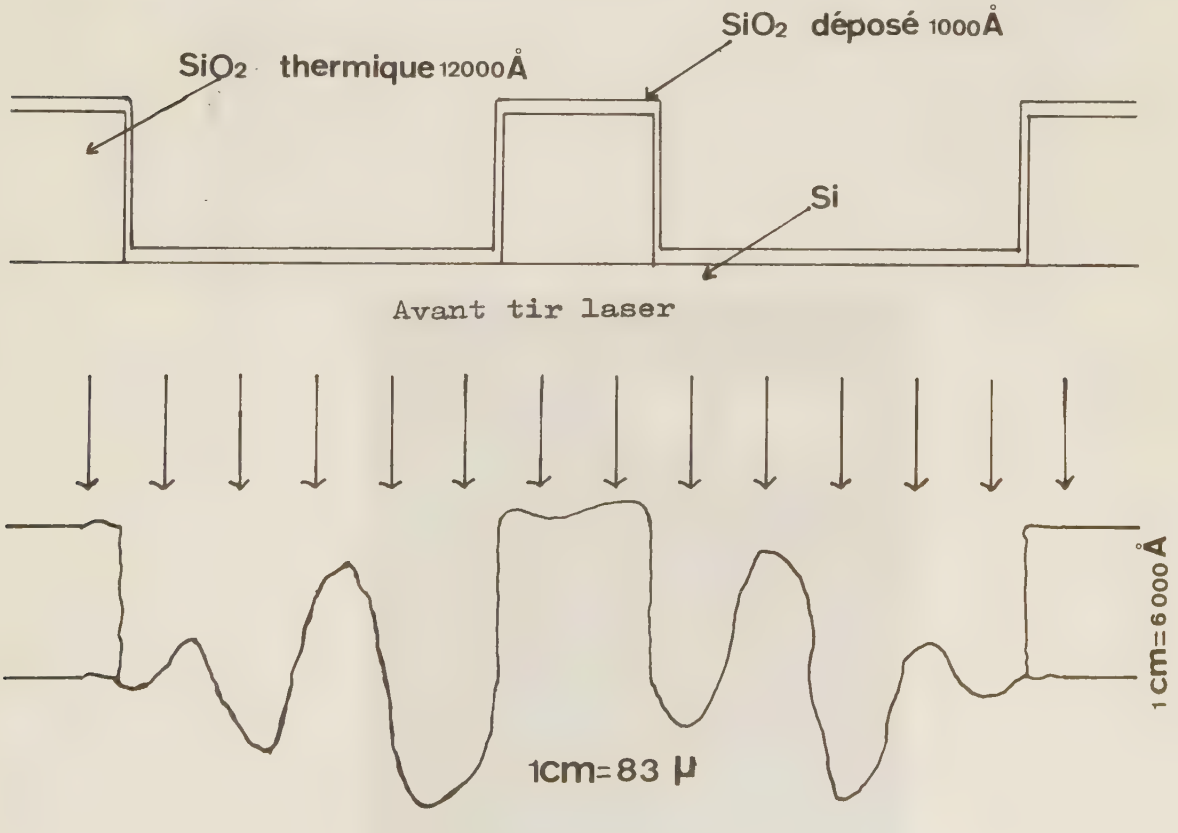


Fig. 29 - Profil de la surface du silicium après tir laser au travers de 1000 Å d'oxyde

X45

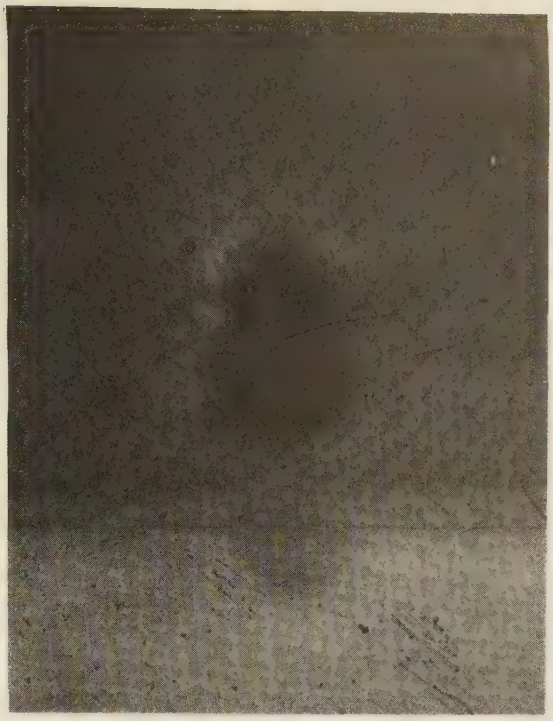


Fig.30-Image topographique aux rayons X de silicium sous l'oxyde après tir laser

X57

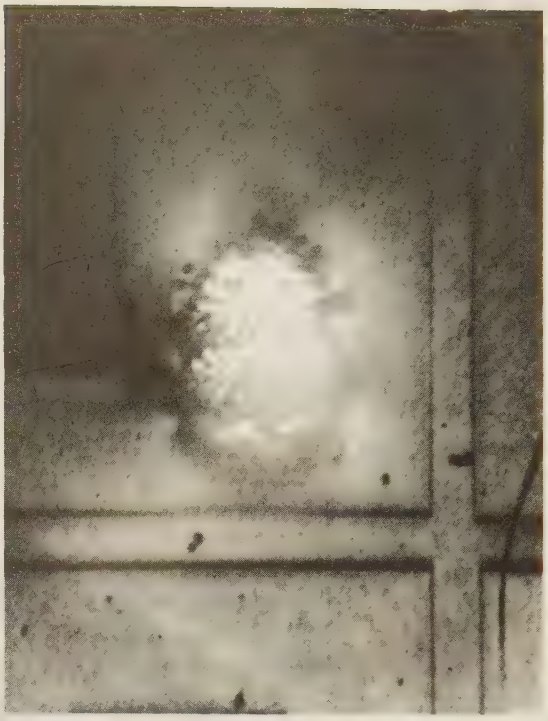


Fig.31-Image topographique aux rayons X de silicium sous l'oxyde après tir laser et récuit à 600 °

X150

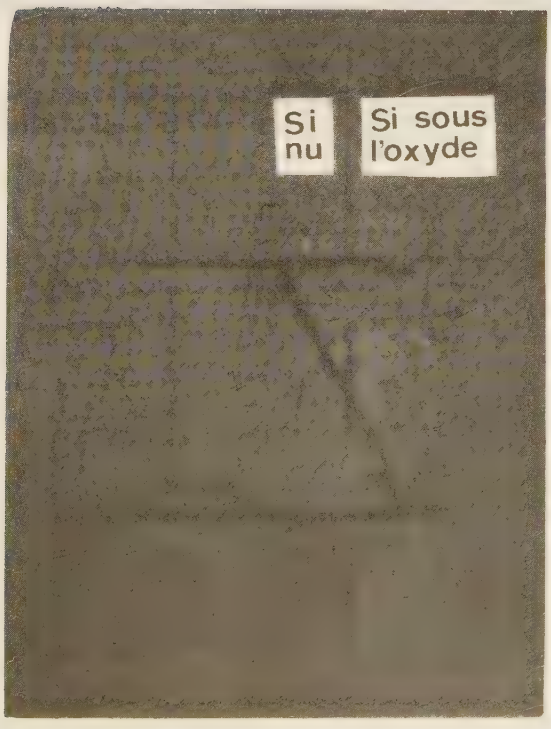


Fig.32-Révélation chimiqe d'aspect C après tir laser

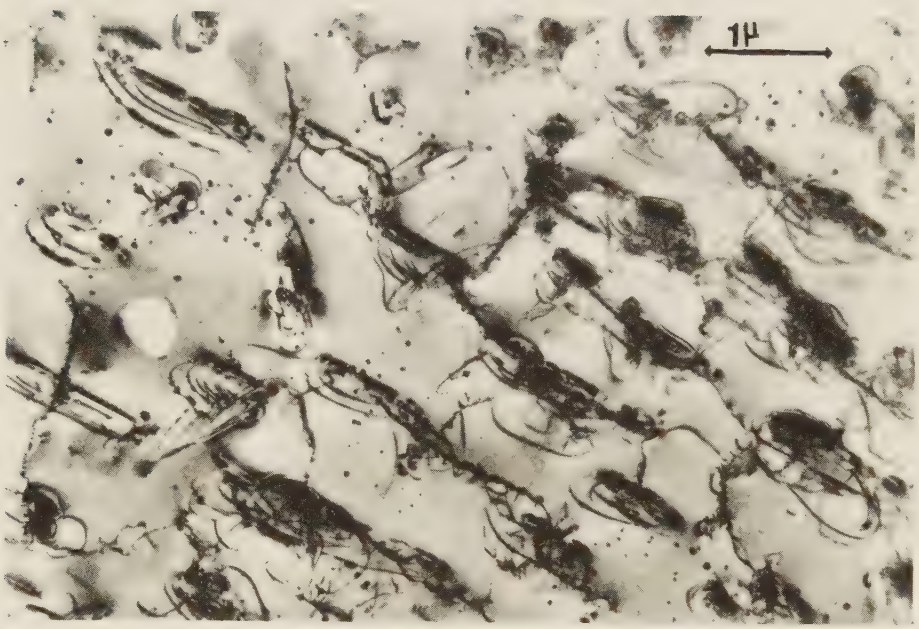


Fig.33-Image au microscope éléctronique en transmission de précipités dans le silicium sous l'oxyde

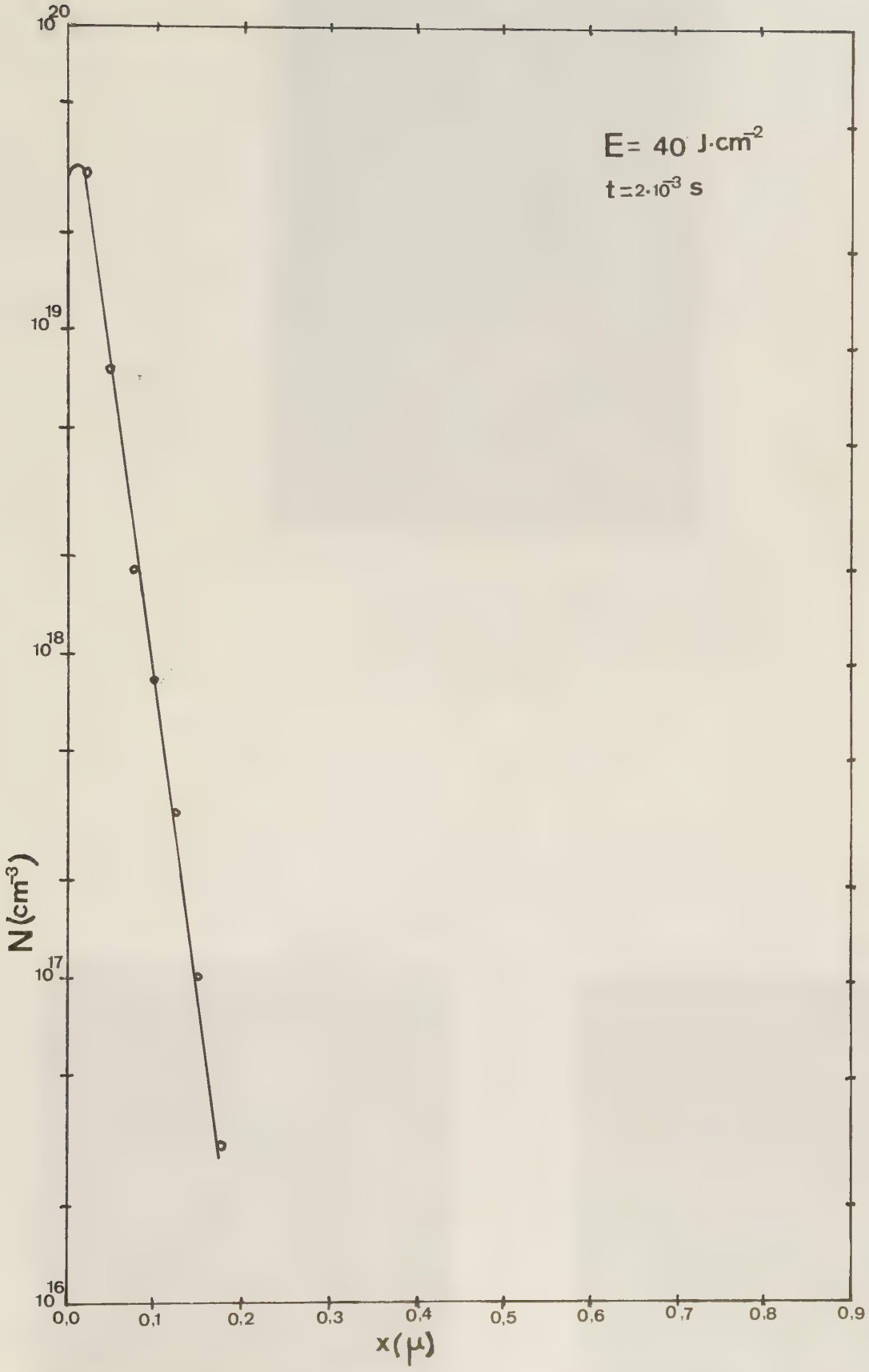


Fig. 34 - Profil de bore dans le silicium après un tir faible de la gamme α

X170

Fig.35-Révélation de jonction réalisée par tir laser, les irrégularités de fond de jonction se correlent avec celles de la surface

X470

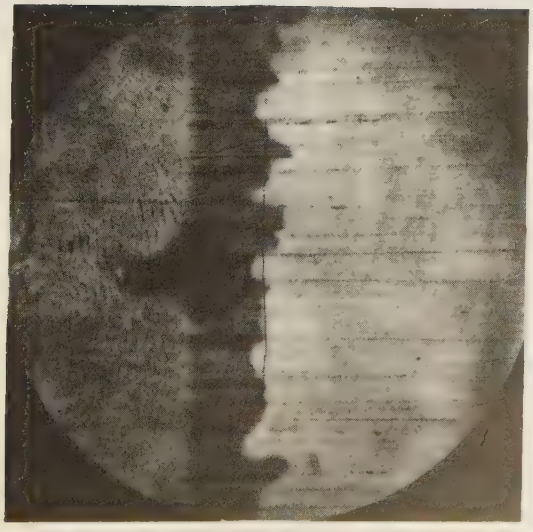


Fig.36-Jonction P/N réalisée par tir laser

X115

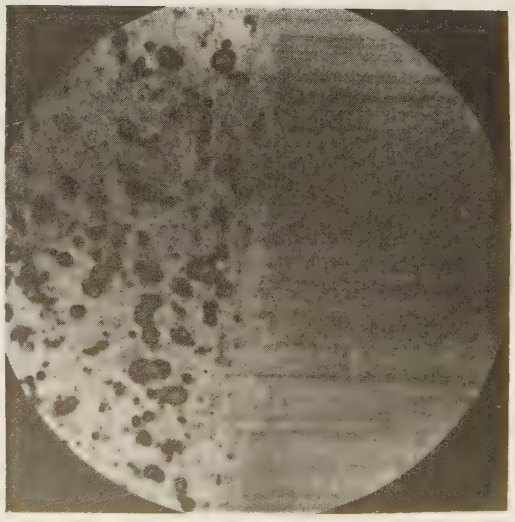


Fig.37-Jonction N/P réalisée par tir laser

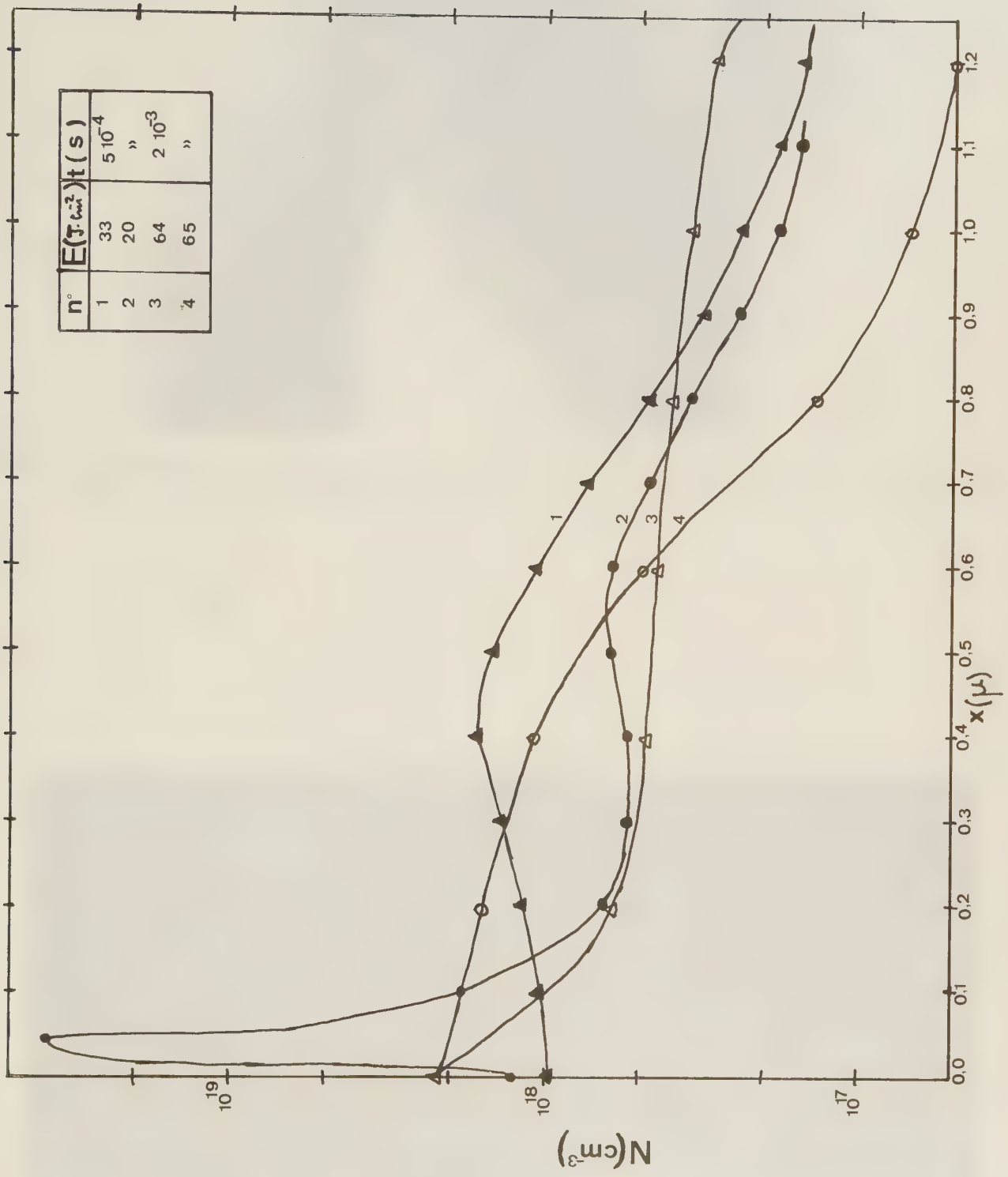


Fig. 38 - Profils de bore diffusé à l'aide d'un tir laser

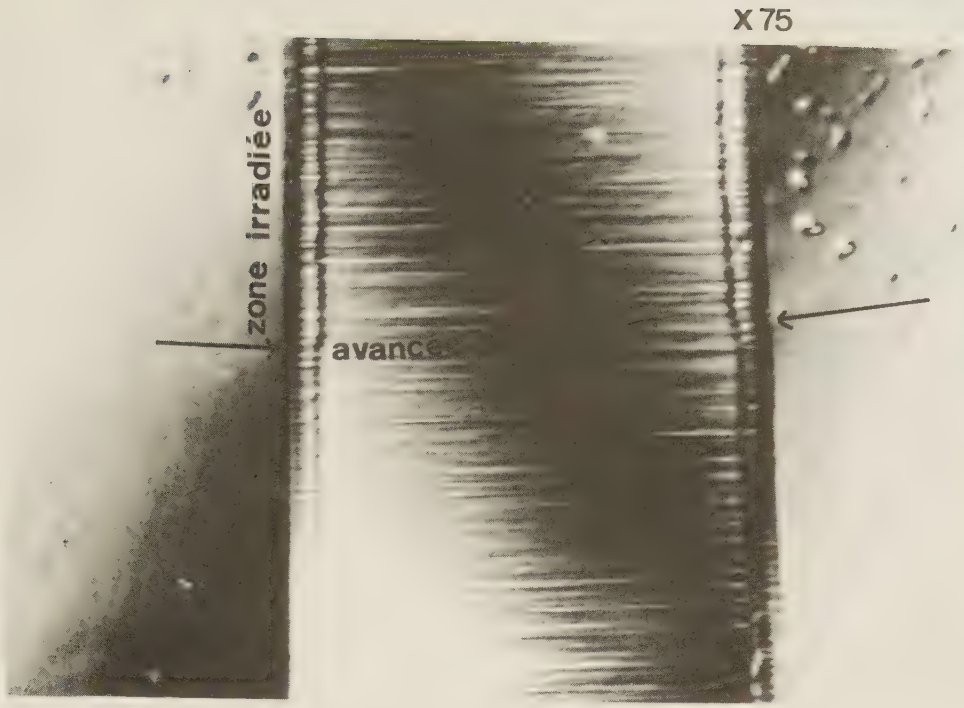


Fig.39-Jonction P/N obtenue par implantation de bore puis irradiation par tir laser(aspect C_1)

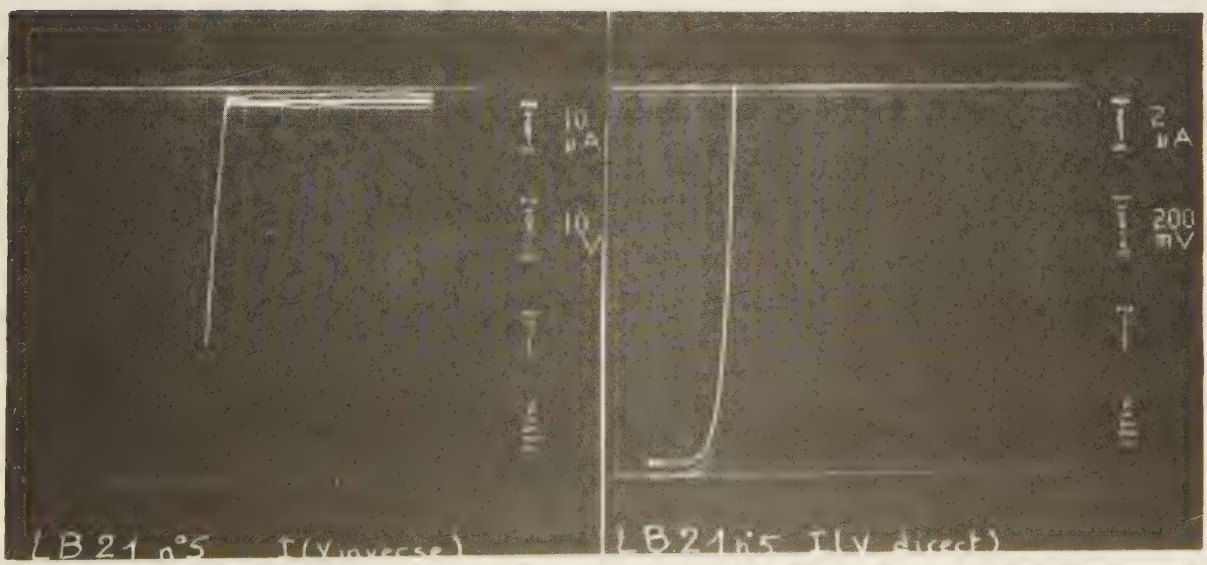


Fig.40-Caractéristiques I(V)de deux diodes P/N réalisées par tir laser

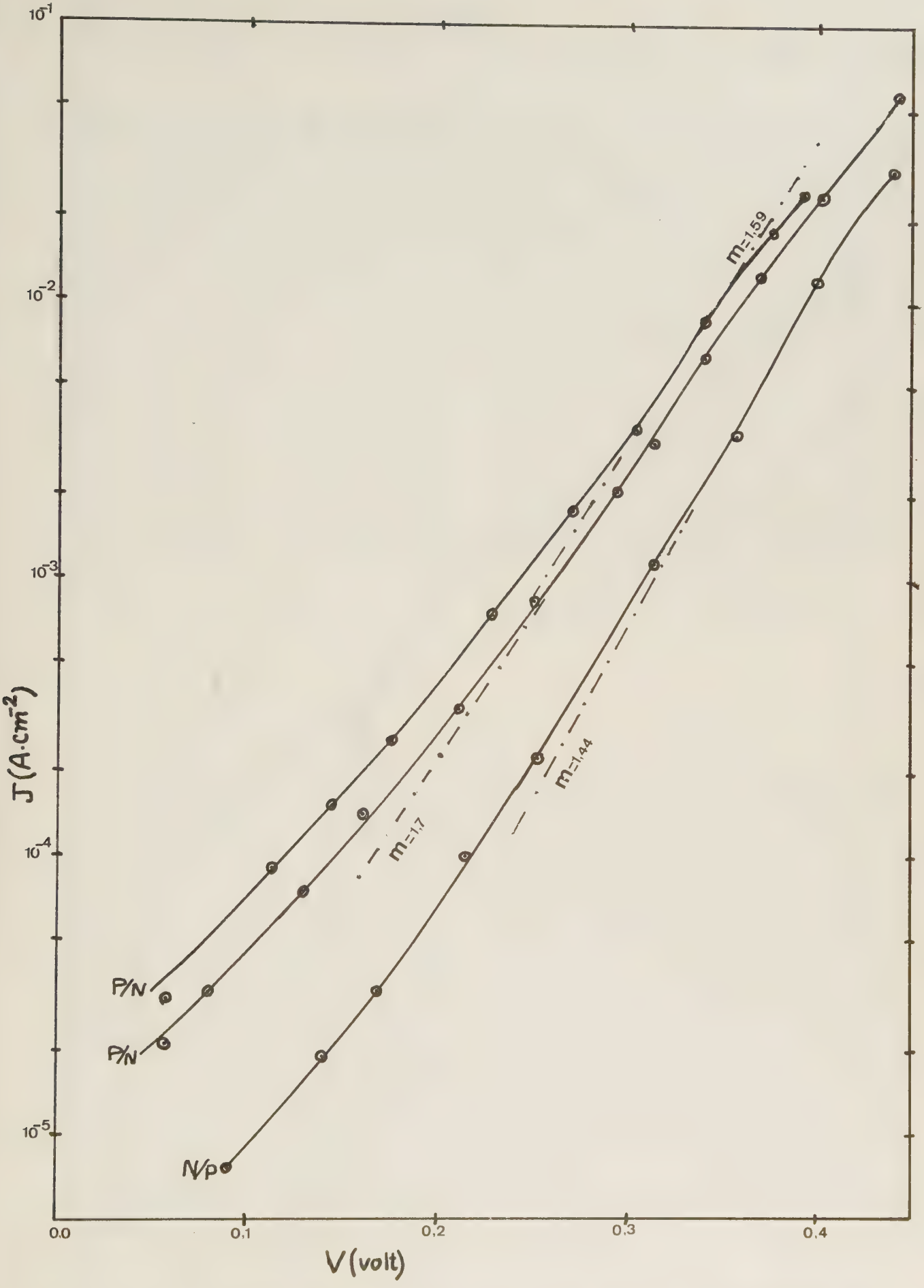


Fig. 41 - Densité du courant en fonction de la polarisation en direct des diodes réalisées par tir laser

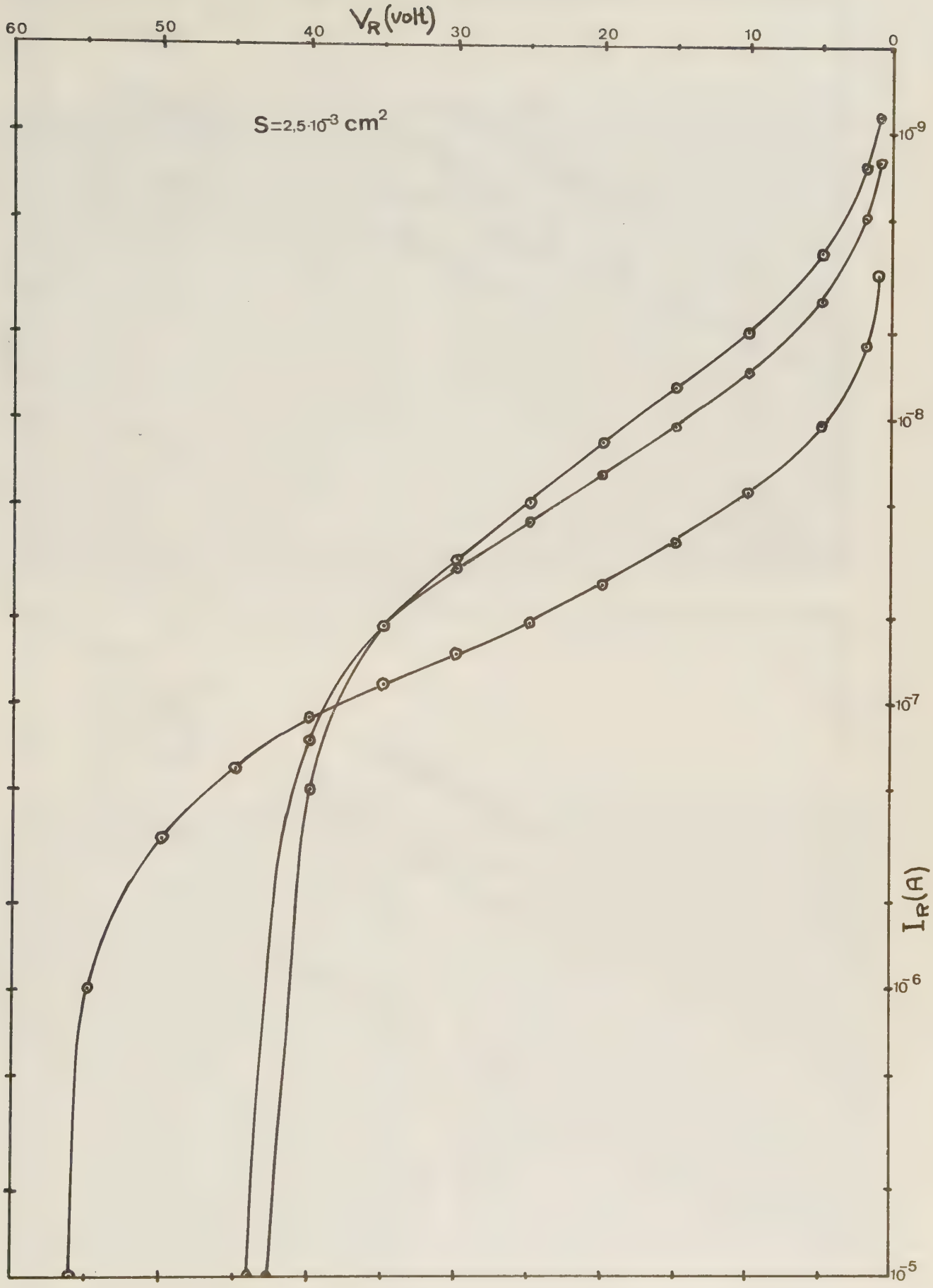
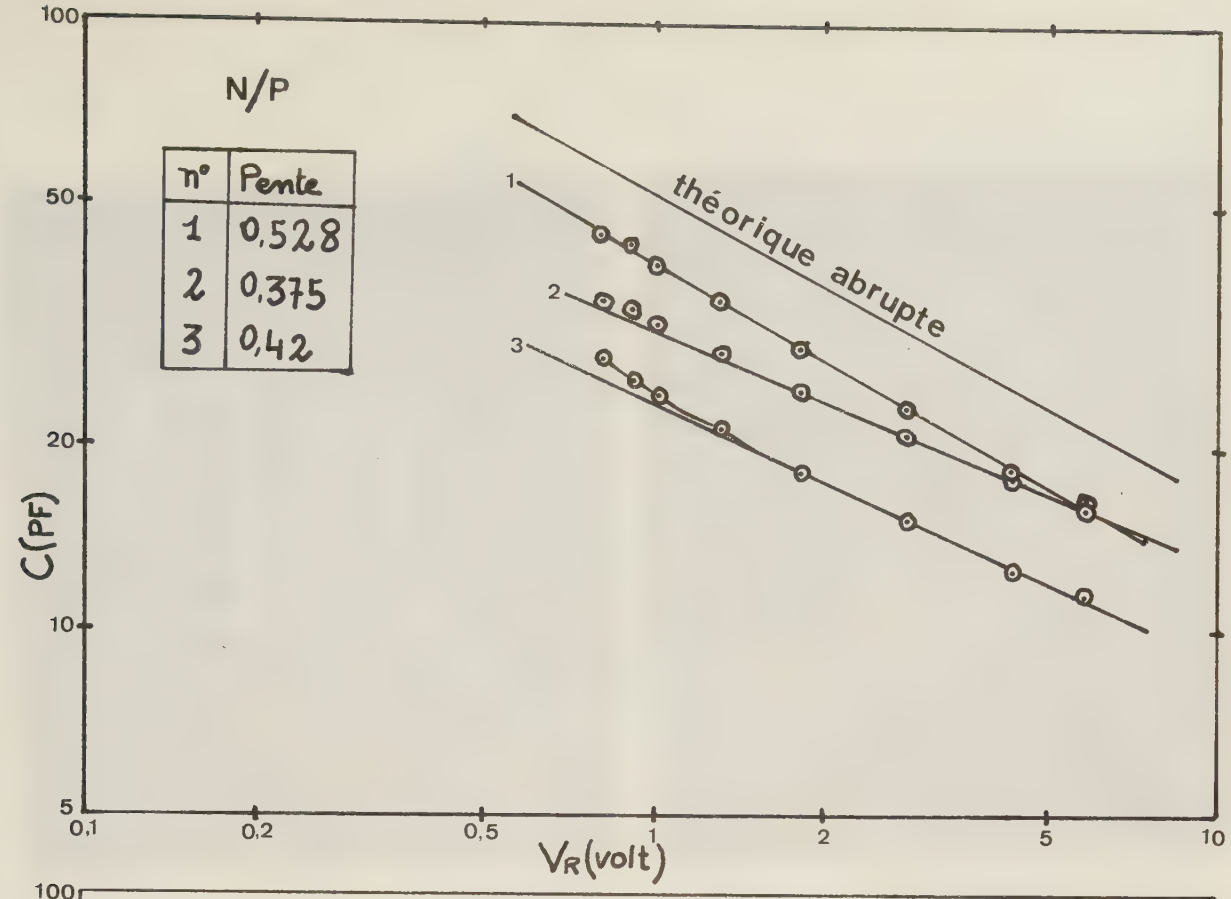
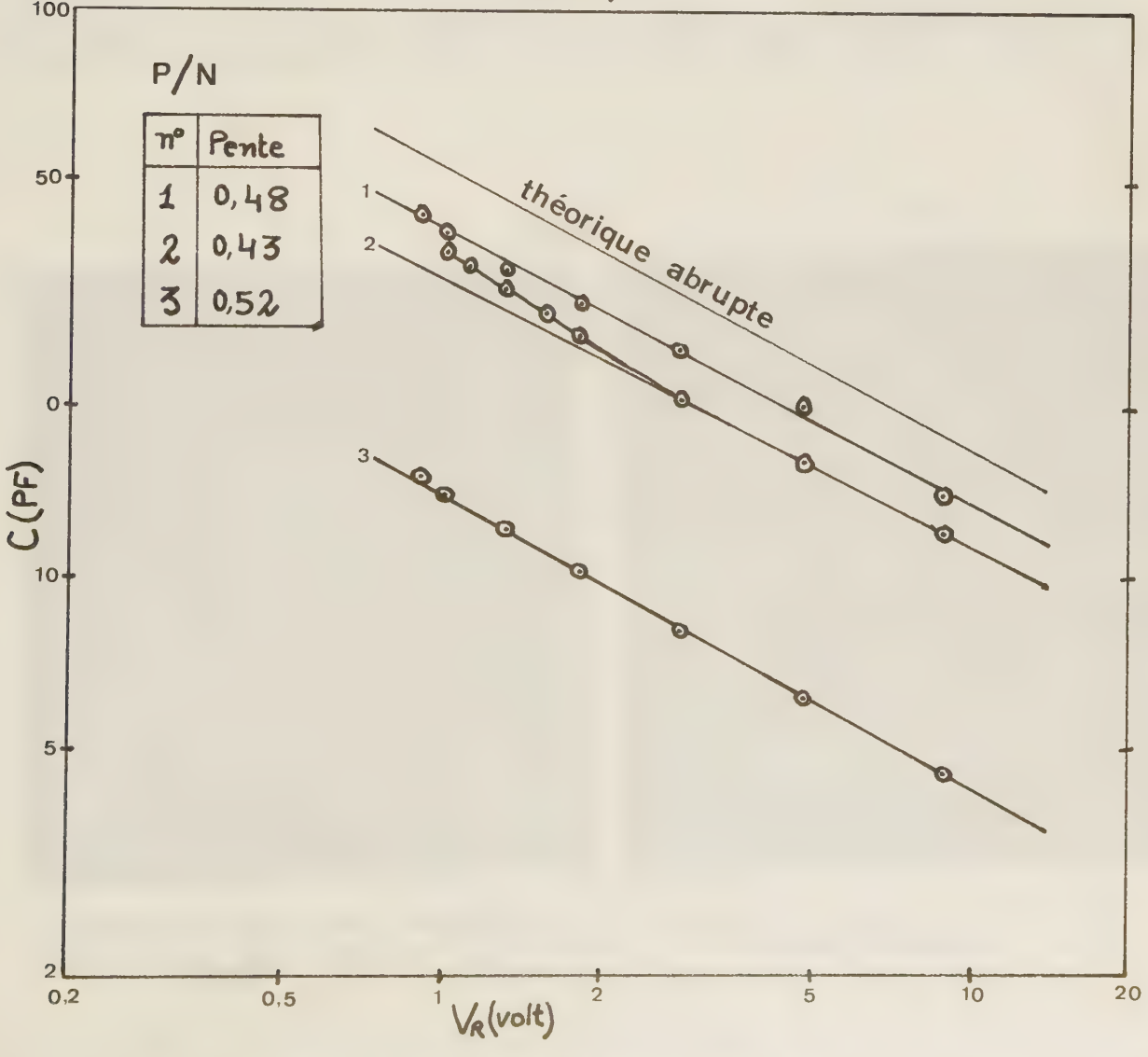


Fig. 42 - I(V) en inverse des diodes P/N réalisées par tir laser



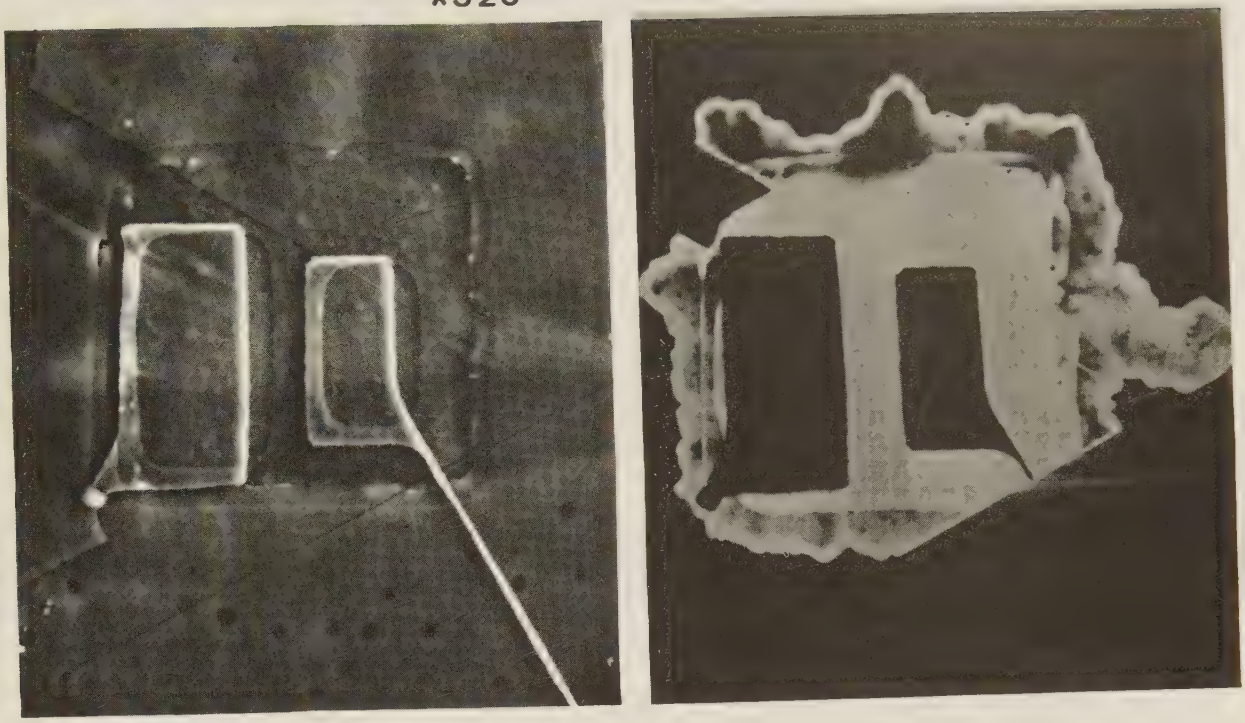
n°	Pente
1	0,528
2	0,375
3	0,42



n°	Pente
1	0,48
2	0,43
3	0,52

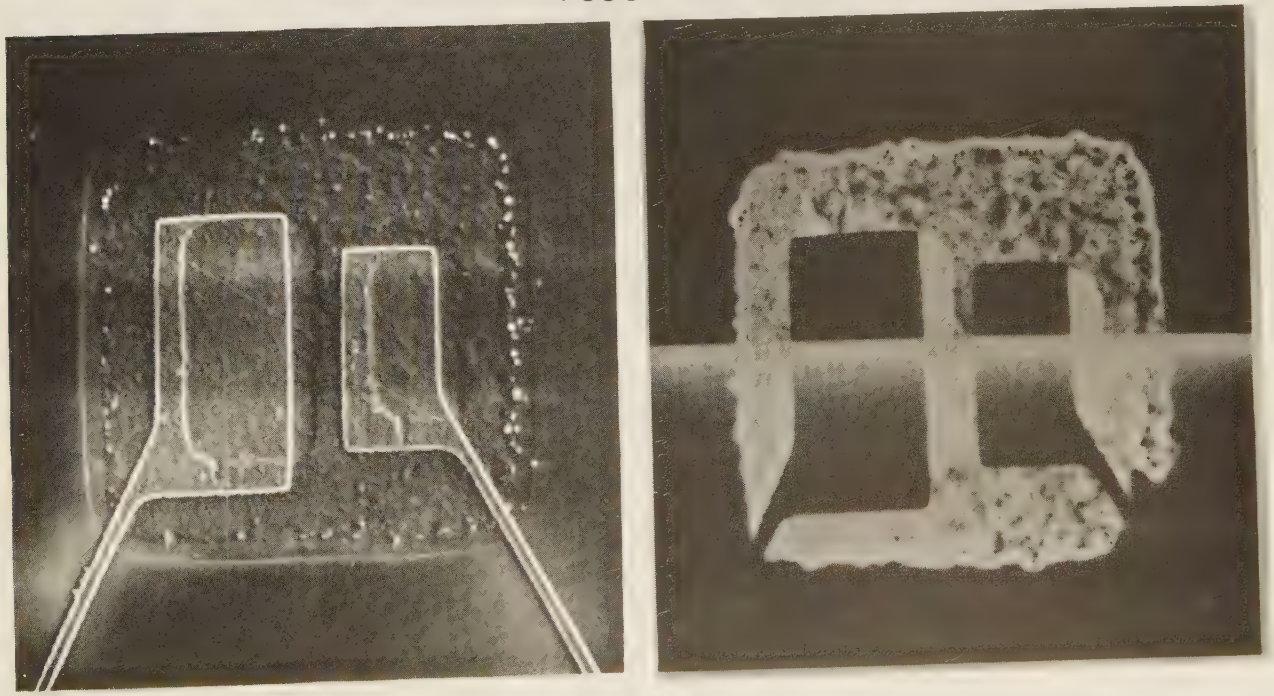
Fig. 43 - Capacité des diodes réalisées par laser en fonction de la tension inverse

x520



a-Image en éléctrons secondaires b-Image en courant induit
Fig.44-Une diode réalisée par tir laser. E=58 J.cm^{-2}. t=5.10-4s.

x550



a-Image en éléctrons secondaires b-Image en courant induit
Fig.45-Une diode réalisée par tir laser. E=84 J.cm^{-2} t=2.10^{-3}s.

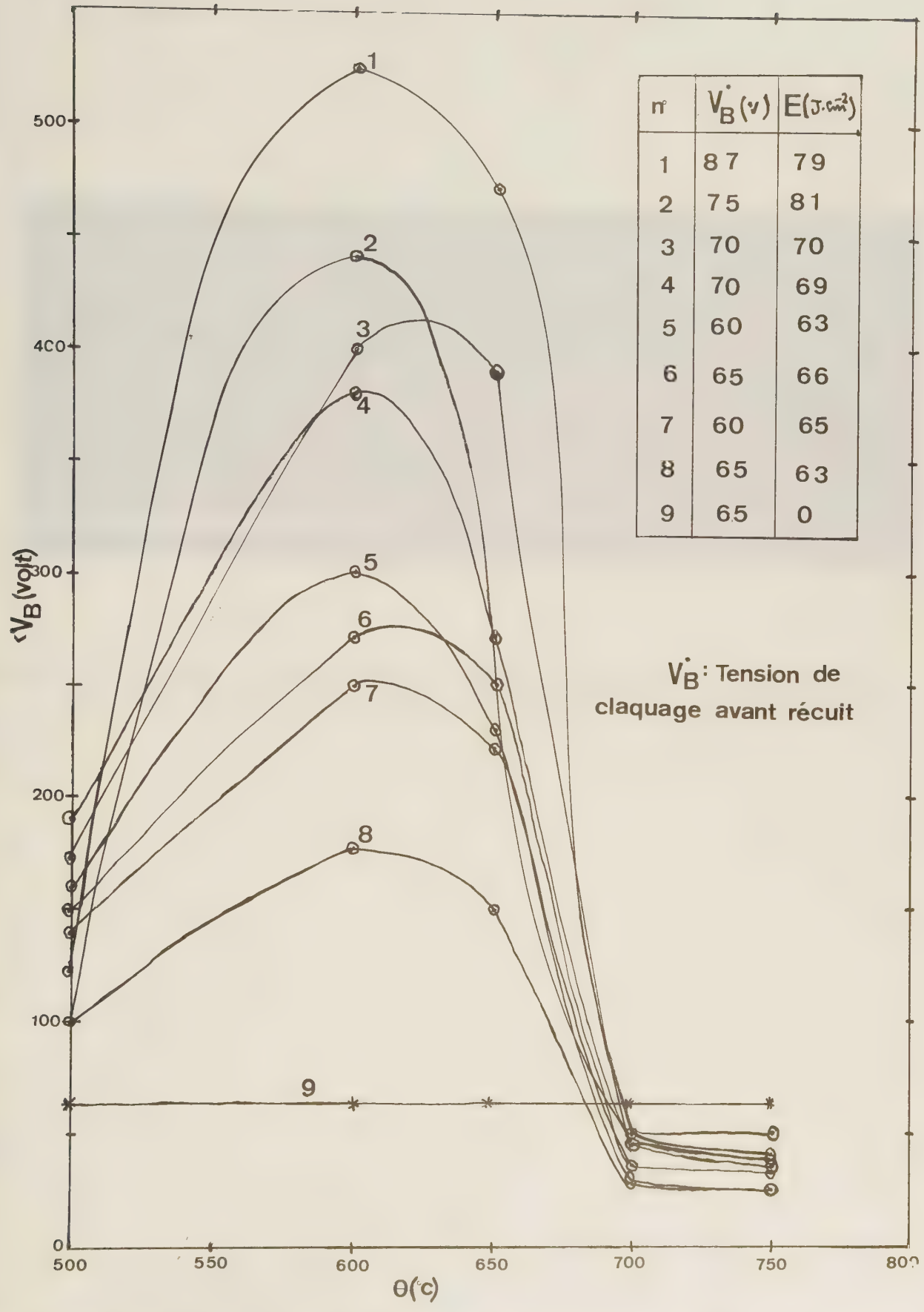


Fig. 46 - Evolution de la tension de claquage des diodes implantées au bore et irradiées par tir laser aspect C1

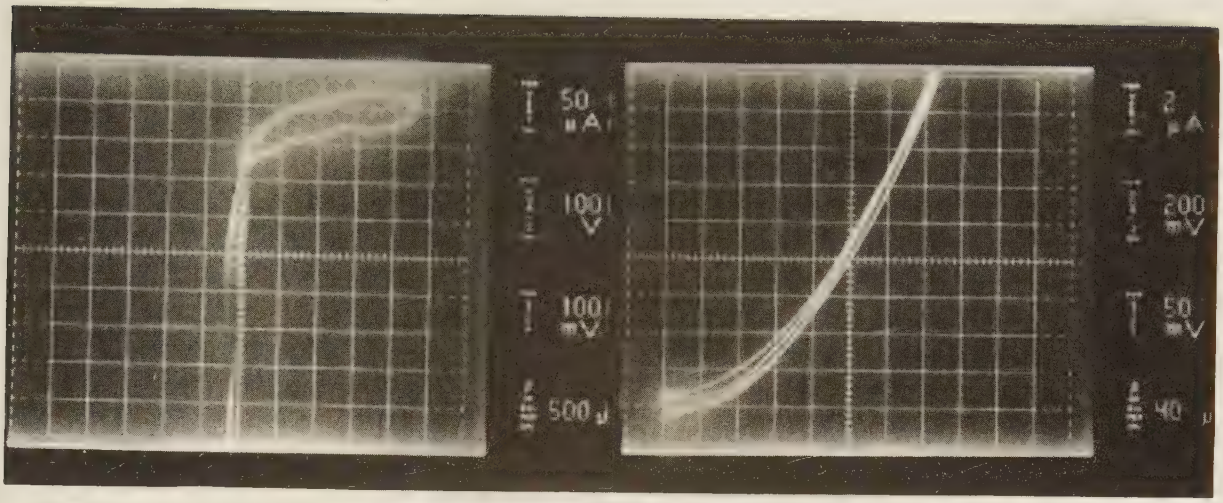


Fig.47-Caractéristiques I(V) de diodes implantée et irradiée par le laser d'aspect C_1 après un récuit de 15 minutes à 600 °C

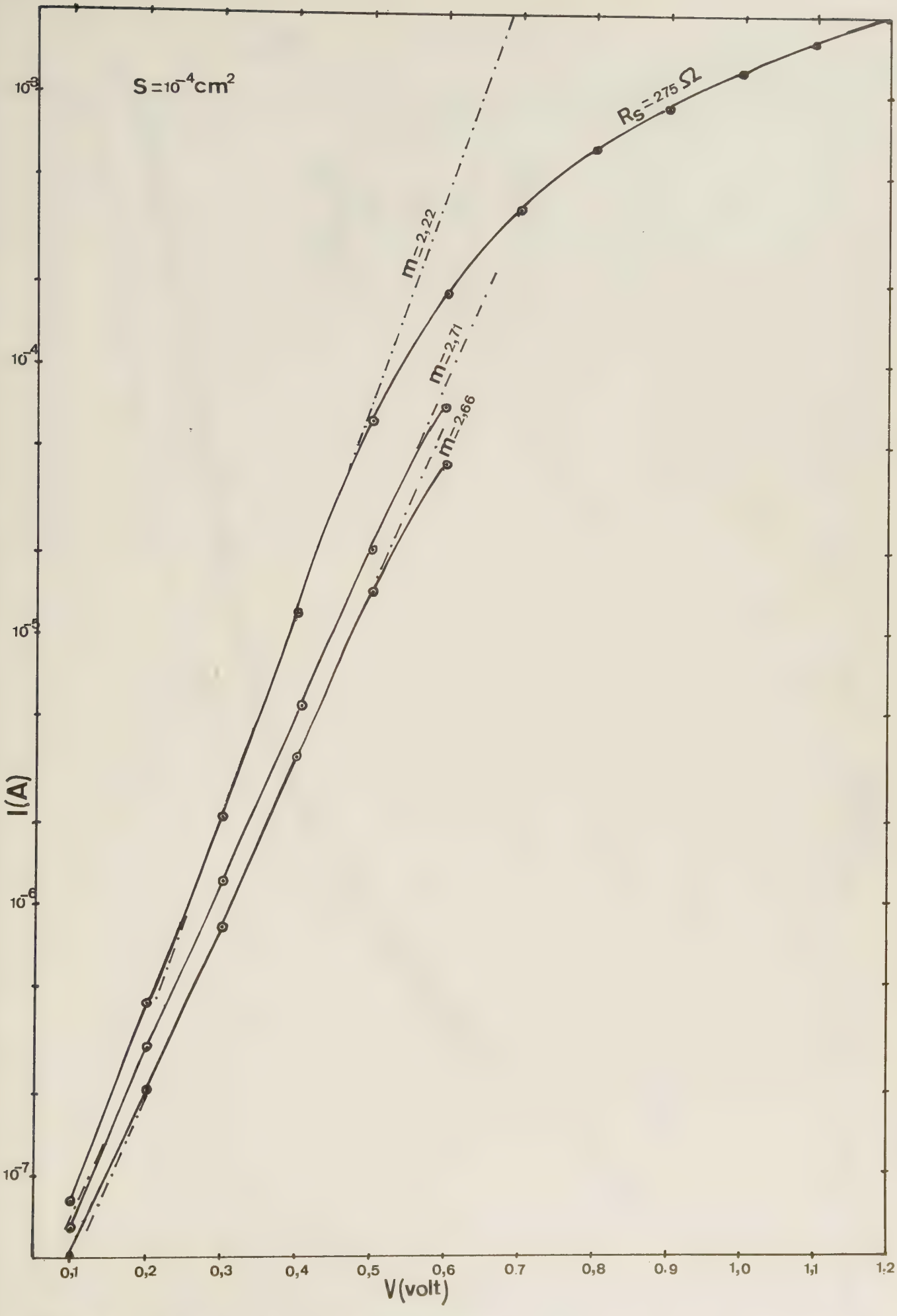


Fig. 48 - I(V) en direct des diodes implantées au bore irradiées par tir laser (aspect C1) et recuites à 600°C

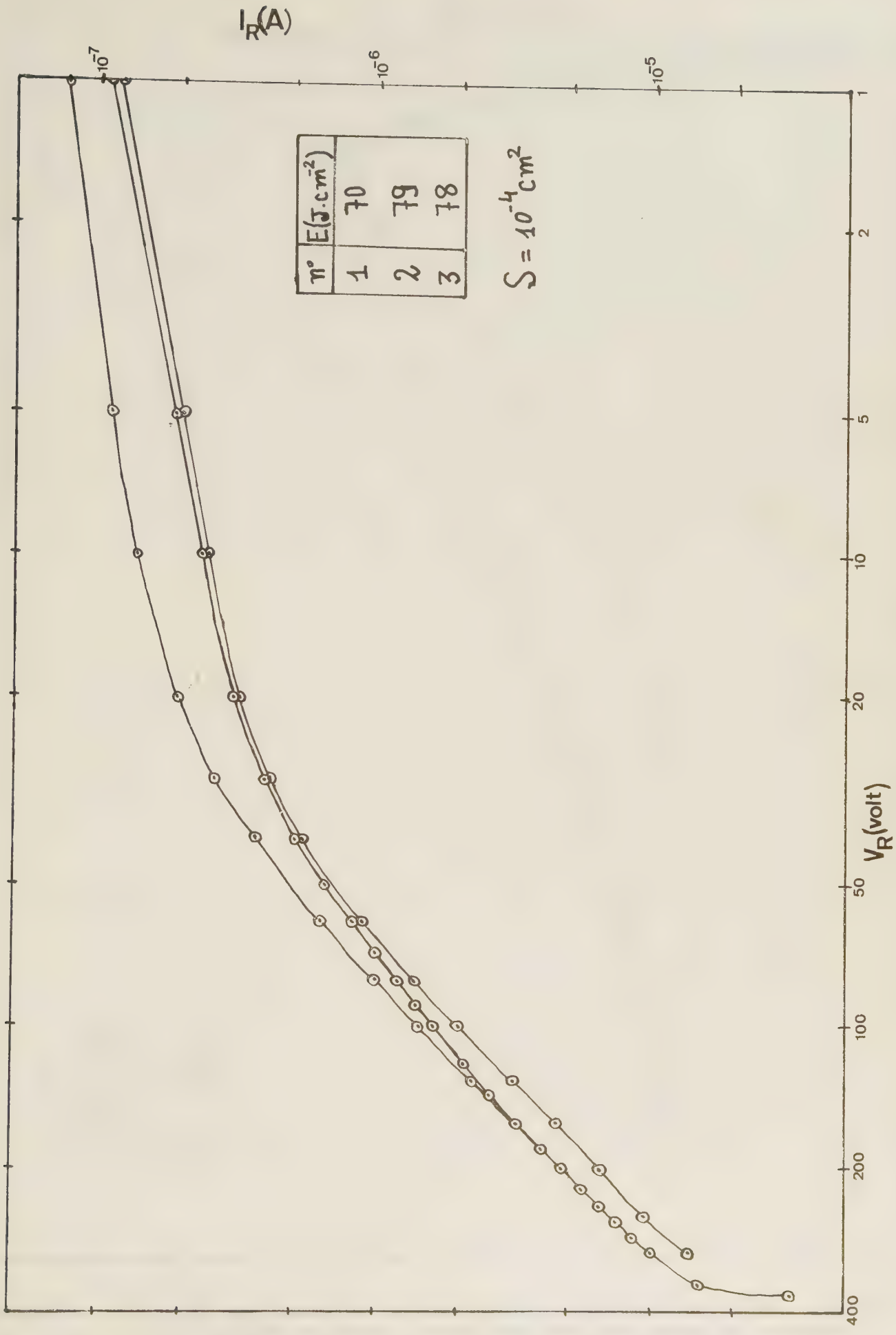


Fig. 49 - I(V) en inverse des diodes implantées au bore irradiées par tir laser et recuites à 600°C d'aspect C1

Fig. 50 - $R = \frac{V}{I}$ en fonction de la tension inverse des diodes implantées au bore irradiées par tir laser et recuites à 600°C aspect C1

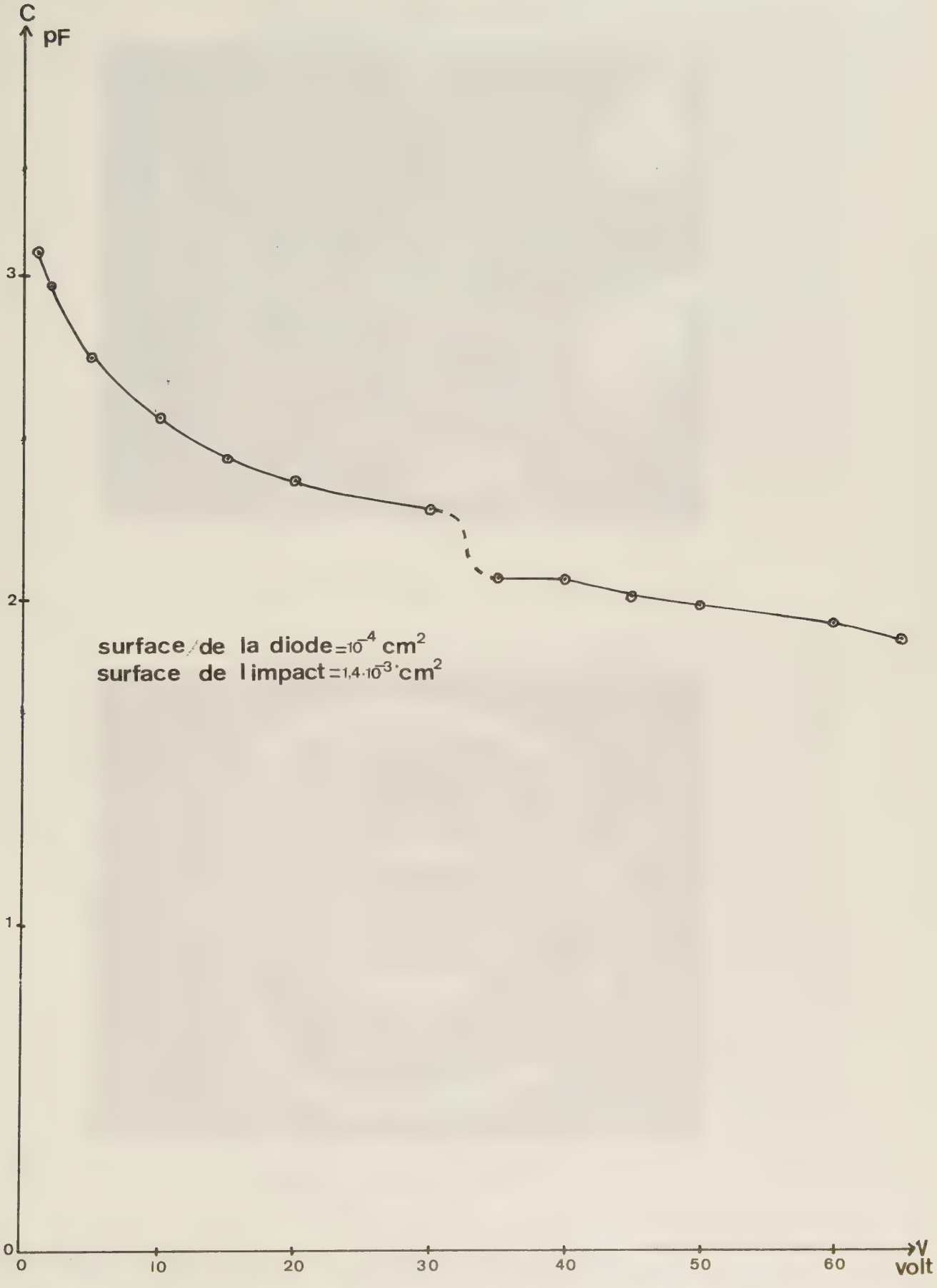
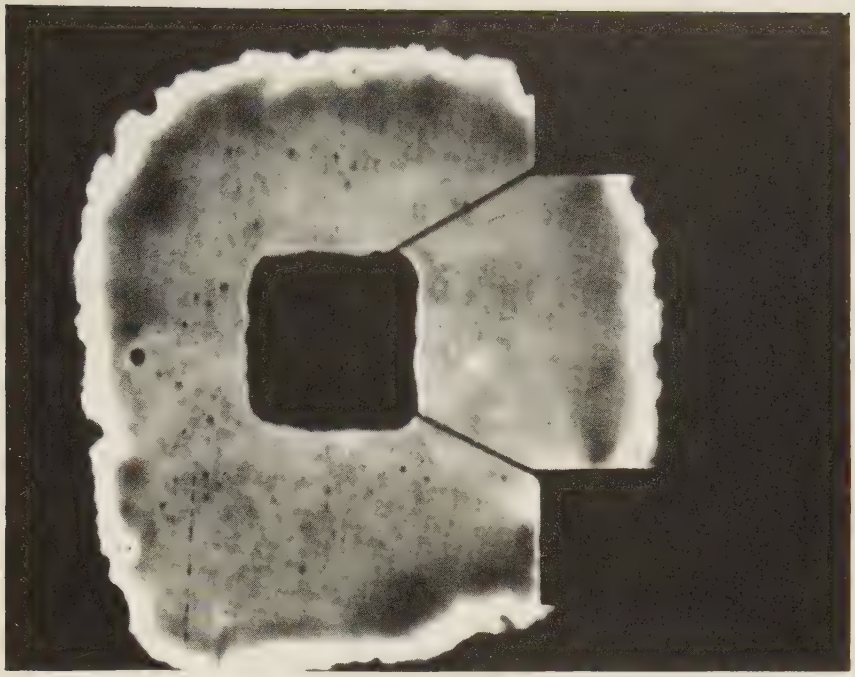


Fig. 51 - Evolution de la capacité en fonction de la polarisation inverse pour une diode implantée et irradiée d'aspect C1 après recuit à 600°C

Image en éléctrons secondaires

Image en courant induit

Fig.52-Une diode faite par implantation de bore puis irradiée par un tir laser $E=78\ J.cm^{-2}$ $t=2.10^{-3}\ s$.



Fiq.52 bis-Image en courant induit d'une diode faite par implantation de bore, irradiée par un tir laser(aspect C_1), et récuite à 600 °C. Polarisation inverse -15 V.

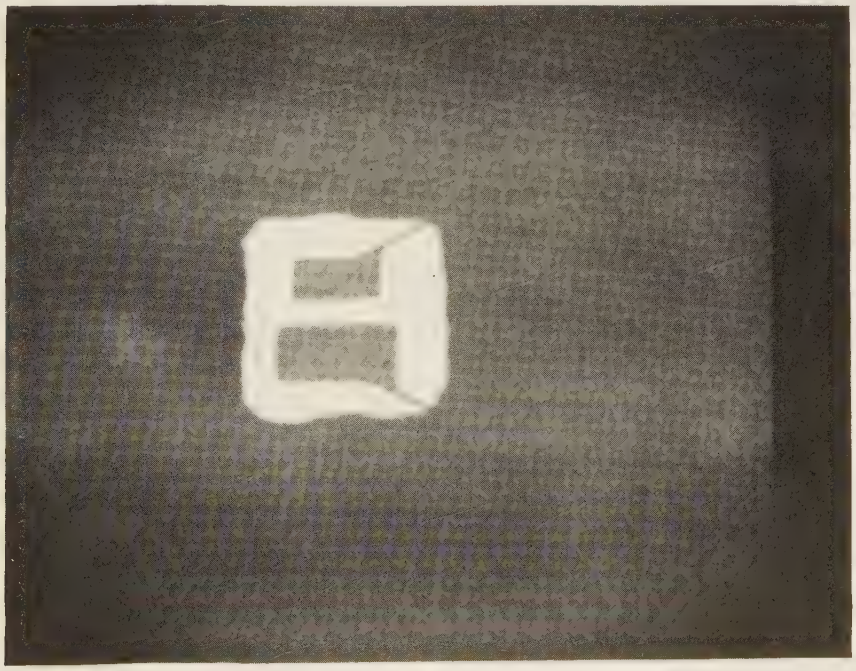


Fig.52 ter-Image en courant induit d'une diode faite par implantation de bore, irradiée par un tir laser(aspect C_1), et récuite à 750 °C.

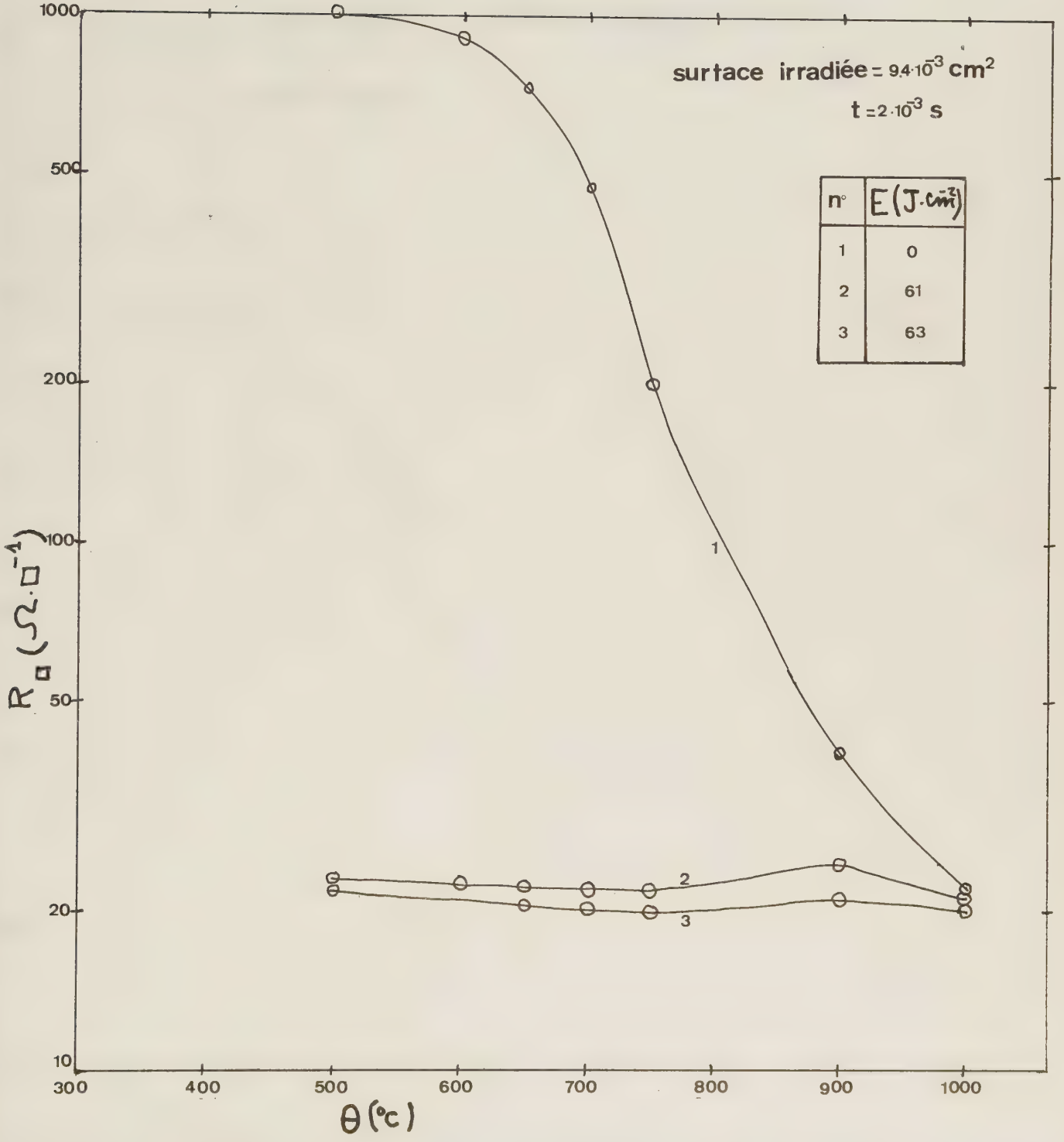


Fig. 53 - $R_{\square}$ en fonction de la température de recuit des couches implantées au bore et irradiées par tirs lasers

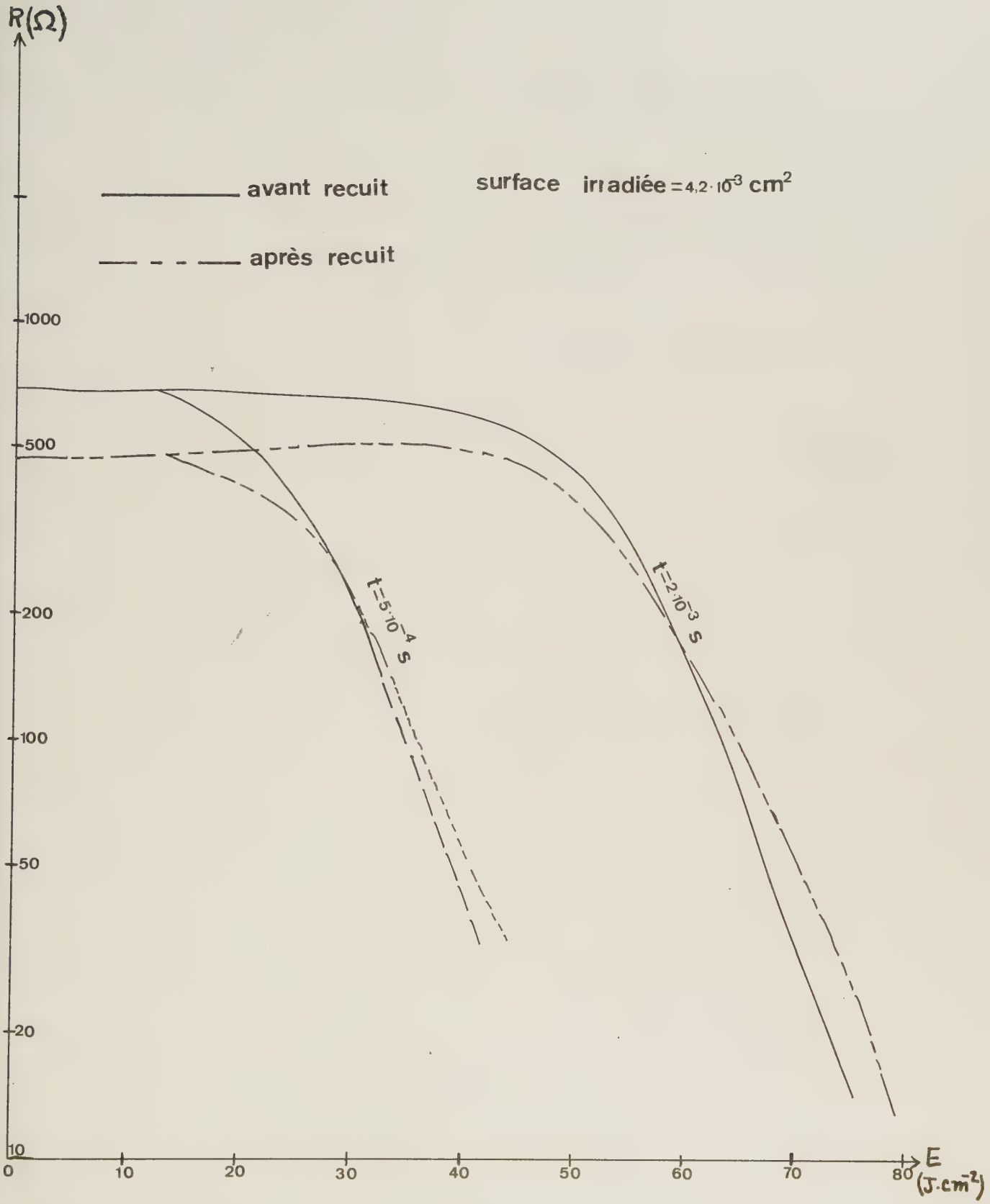


Fig. 54 - Variation de la valeur de resistances implantées en fonction de la densité d'énergie laser

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 3/9/73

Le Président de la thèse P. Ducros

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale